ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 11, 1. HEFT
MIT 51 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 3. DEZEMBER 1958)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1959

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 11 **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Reed, R. J. and **E. F. Danielsen.** Fronts in the Vicinity of the Tropopause. (With 11 Figures) 1

Pichler, H. Zusammenhang zwischen dem räumlichen und zeitlichen Mittel eines Geschwindigkeitsfeldes in einer autobarotropen Strömung. (Mit 5 Textabbildungen) 18

Huber-Pock, F. Vergleichende Untersuchungen zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. (Mit 5 Textabbildungen) . 29

Huber-Pock, F. Ein statistisches Verfahren zur Verbesserung und Beschleunigung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. (Mit 3 Textabbildungen) 38

Kertz, W. Partialwellen in den halb- und vierteltäglichen gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre. (Mit 3 Textabbildungen) 48

Schulz, W. Untersuchung zur Frage der Entstehung der Eisphase aus unterkühlten Wassertropfen. (Mit 9 Textabbildungen)..... 64

Albrecht, H. J. Further Studies on the Chordal-Hop Theory of Ionospheric Long-Range Propagation. (With 1 Figure) 84

Mühleisen, R. Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I. (Mit 5 Textabbildungen) 93

Aronsson, M. and **L. Raab.** An Automatic Radiosonde Receiver for the Variable Radio-Frequency System. (With 3 Figures)..... 109

Malkowski, G. Das Funkstörungsmaximum vom 13. Januar 1958. (Mit 3 Textabbildungen) 114

Malkowski, G. Zyklonale Rotation in einem Radarecho. (Mit 3 Textabbildungen)..... 122

Sneyers, R. Remarques à propos d'une généralisation de l'indice de similitude de M. Bouët 126

Conrad, V. Charles Franklin Brooks † 136

Buchbesprechungen 138

Advances in Geophysics. Vol. 4. Herausgegeben von H. E. Landsberg und J. Van Mieghem (F. Steinhauser). — Roulleau, J. und R. Trochon, Météorologie Générale. Band II (W. Mörikofer). — Haltiner, G. J. und F. L. Martin, Dynamical and Physical Meteorology (F. Steinhauser). — Defant, A. und F. Defant, Physikalische Dynamik der Atmosphäre (F. Steinhauser). — Artificial Stimulation of Rain (F. Steinhauser). — Final Report of the Advisory Committee on Weather Control. Vol. I und II (F. Steinhauser). — The Threshold of Space. Herausgegeben von M. Zelikoff (F. Steinhauser). — Manual on Rockets and Satellites. Herausgegeben von L. V. Berkner (Annals of the International Geophysical Year, Vol. VI) (F. Steinhauser). — Israël, H., Atmosphärische Elektrizität. Teil I: Grundlagen, Leitfähigkeit, Ionen (Probleme der kosmischen Physik: Band 29) (F. Steinhauser). — Polar Atmosphere Symposium. Part II: Ionospheric Section. Herausgegeben von K. Weekes (F. Steinhauser). — Chromow, S. P. und L. I. Mamontowa, Meteorologisches Wörterbuch (F. Steinhauser). — Berggren, R., W. J. Gibbs und C. W. Newton, Observational Characteristics of the Jet-Stream (W M O Technical Note No. 19) (H. Reuter). — Goldie, N., J. G. Moore und E. E. Austin, Upper Air Temperature over the World (Geophysical Memoirs No. 101) (F. Steinhauser). — Hennig, H., 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 850 mb-, 700 mb- und 300 mb-Flächen über der Nordhemisphäre für den Zeitraum 1900—1939 (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band IV, Heft 3) (F. Steinhauser). — Wege, K.,

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.515.827 : 551.510.54

(Department of Meteorology and Climatology, University of Washington, Seattle)

Fronts in the Vicinity of the Tropopause[1]

By

Richard J. Reed and **Edwin F. Danielsen**

With 11 Figures

Summary. From a study of five cases of pronounced fronts in the upper troposphere, it is concluded that the "waterspout" model offers the most satisfactory solution to the problem of connecting frontal boundaries and tropopauses. Composite cross sections of temperature, potential temperature, normal wind component and potential vorticity are presented for the five cases. On the basis of the potential vorticity measurements it is suggested that the most likely explanation for the formation of the high-level front is a folding of the tropopause.

Zusammenfassung. Auf Grund einer Untersuchung von fünf Fällen ausgesprochener Fronten in der höheren Troposphäre wird der Schluß gezogen, daß die „Wasserhosen"-Vorstellung am besten den Zusammenhang zwischen Fronten und Tropopausen darstellt. Kombinierte Querschnitte von Temperatur, potentieller Temperatur, normaler Windkomponente und potentieller Vorticity werden für die fünf Fälle vorgelegt. Auf Grund der Bestimmungen der potentiellen Vorticity wird dargelegt, daß die wahrscheinlichste Erklärung für die Entstehung einer Front in der Höhe in der Annahme einer Faltung der Tropopause besteht.

Résumé. En se fondant sur cinq cas de fronts très nets de la haute troposphère, les auteurs concluent que le schéma de trombe constitue la meilleure solution pour représenter la liaison entre zones frontales et tropopause. Ils donnent des profils combinés de température, de température potentielle, de composantes normales du vent et de vorticity potentielle pour les cinq cas. Ils montrent à l'aide de mesures de la vorticity potentielle que l'explication la plus probable de la formation d'un front en altitude consiste à admettre un plissement de la tropopause.

[1] Contribution No. 37, Department of Meteorology and Climatology. — The research reported in this article has been supported by the Geophysical Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center, under Contract No. AF 19 (604)-1811.

1. Introduction

From the time of the earliest aerological ascents, various analysts have noted the occasional presence of well defined frontal zones in the upper troposphere. The existence of these high-level fronts early raised the question of how they are related to the tropopause and more recently of their connection with other features of the boundary region between troposphere and stratosphere, especially the jet stream. The purpose of the present paper is to review the solutions to this problem proposed by different analysts and, on the basis of a detailed study of five instances of pronounced upper fronts, to put forth a model which it is believed is in best accord with the observational data. Once the model is decided upon, composite cross sections of the fields of temperature, wind and potential vorticity are constructed using the discontinuity surfaces as reference lines. Also some tentative conclusions are reached concerning the origin of the upper tropospheric front.

2. Brief Review of Proposed Solutions

The various methods of joining fronts and tropopauses fall in their essential features into one of the four categories depicted in Fig. 1. BJERK-

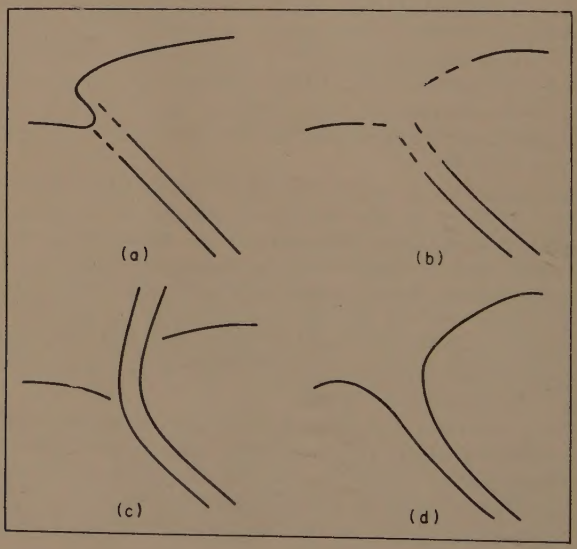


Fig. 1. Schematic diagrams of four methods of joining fronts and tropopauses

NES and PALMÉN [3] in their classic study of European cyclones analyzed the high reaching fronts as shown in Fig. 1 (a). The outstanding feature of this model is the folding of the tropopause near the upper extension of the frontal zone. The frontal boundaries and tropopause are not solidly joined.

In his more recent publications, PALMÉN [*11, 13*] has abandoned the type of analysis shown in Fig. 1 (a) and has resorted instead to the idea of multiple tropopauses with a tropopause "break" in the vicinity of the jet stream. This model appears in Fig. 1 (b). As in the earlier model the frontal boundaries are kept separate from the tropopauses. However, PALMÉN [*13*] has pointed out that cases exist in which a high-level inversion can be interpreted as either a northward extension of a front or as a southward extension of a low polar tropopause, and he suggests the need for more detailed investigations of the region where the polar front approaches the stratosphere.

A third solution to the problem has been advanced by BERGGREN [*1*]. In his model, illustrated in Fig. 1 (c), the polar front is extended well into the stratosphere where it has a slope and temperature gradient opposite to that in the troposphere. The polar and tropical tropopauses approach the frontal zone from opposite sides dipping slightly in the vicinity of the front.

Recent cross sections by NEWTON [*9*], SAWYER [*19*], REED [*15*] and ENDLICH [*6*] have featured the structure shown in Fig. 1 (d). The lower boundary of the frontal zone is made continuous with the polar tropopause while the upper boundary is joined with the higher tropopause overlying the warm air. This model has been advocated by MATTHEWMAN [*8*] who likens it to a waterspout.

3. Preparation of the Cross Sections

The dates and locations of the strong upper fronts which form the basis of this study are as follows:

(1) 15.00 GCT 14 December 1953, Southeastern United States.
(2) 15.00 GCT 10 February 1955, Rocky Mountain area.
(3) 15.00 GCT 29 October 1955, Rocky Mountain area.
(4) 03.00 GCT 27 March 1956, Northwestern United States.
(5) 03.00 GCT 21 November 1956, Great Plains.

For each of these dates analyzed constant pressure charts were available at all standard levels up to 200 mb. Soundings and hodographs were plotted for all stations in the areas of interest and for a considerable distance beyond. In most cases constant pressure charts and soundings were plotted for earlier and later periods so that advantage also could be taken of time continuity.

In most cases several cross sections were drawn in the area where the soundings indicated the presence of a strong high-level front. The sections were laid out along curved lines passing through the observing station. Along the verticals representing the ascents, potential temperatures were plotted at intervals of 2 C and wind components normal to the section were entered at the standard heights.

Original wind records were obtained for soundings which penetrated the region where the frontal zone and tropopause merged, and these were reworked. For reasons noted by RIEHL [*16*], some smoothing tech-

nique must be used in computing high-level winds in cases of large velocity (low elevation angle) if the vertical shears are to be reliable. In this study the observed elevation and azimuth angles of the balloon have been plotted at one minute intervals and smooth curves drawn by eye through the

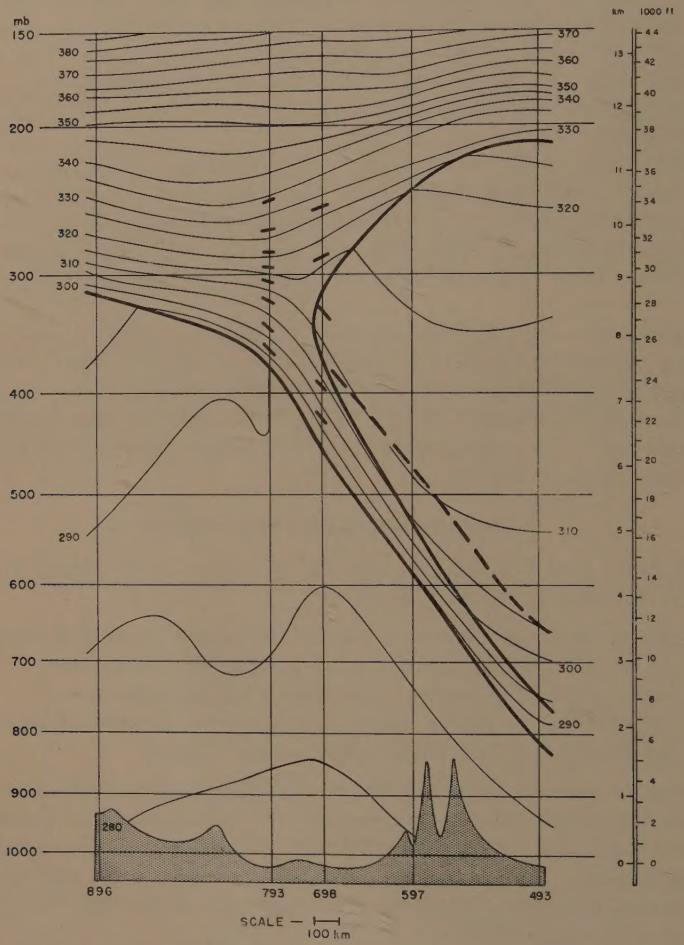


Fig. 2. Cross section for 03.00 GCT 27 March 1956. Heavy solid lines, frontal boundaries and tropopauses; heavy broken line, minor discontinuity; thin solid lines, isopleths of potential temperature (deg. A). Heavy ticks at Seattle, Wash. (793) and Portland, Ore. (698) are slopes of isentropes as computed from the thermal wind equation

points. The angles were then read from the curves at one minute intervals, and with help of standard graphs and plotting board, two-minute average winds were computed. The normal components were then plotted on the sections at approximately 1000 ft. intervals.

The first field analyzed was that of potential temperature, the plotted figures being used to delineate the gross features of the field and the vertical wind shears to determine the fine structure. The temperature analyses on the constant pressure charts were also referred to where necessary. An attempt was made to be as objective as possible in relating wind and temperature fields.

For a cross section chart with vertical coordinate $p^{0.288}$, the thermal wind relationship may be written

$$\Delta v = K S \Delta \Theta / f \tag{1}$$

where v is the geostrophic wind component normal to the section, K a constant that depends on the map scales, S the slope of the potential isotherms, Θ the potential temperature and f the Coriolis parameter. On the basis of this relationship a mechanical aid was developed which gives directly the slope of the isentrope when $\Delta v / \Delta \Theta$ is known. This ratio is easily calculated mentally from the plotted values of v and Θ.

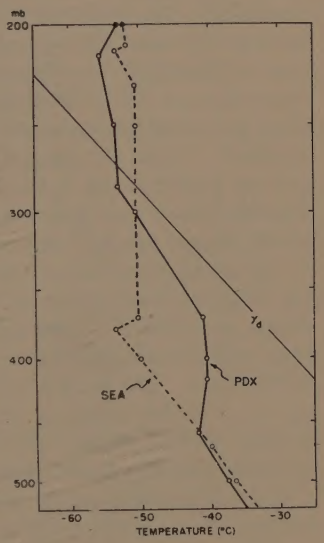


Fig. 3. Soundings for Seattle, Wash. (SEA) and Portland, Ore. (PDX) at 03.00 GCT 27 March 1956

Isotherms were analyzed from significant temperatures plotted at the observing stations and from the analyzed potential temperatures. Since all sections contained at least one wind report that was missing or failed to reach high levels, it was deemed advisable to analyze geostrophic rather than actual wind components. Several methods were tried for obtaining the geostrophic components. Of these the following proved by far the most satisfactory. First, geostrophic wind components were determined along the lower boundary of the frontal zone by extrapolating upward from the nearest constant pressure chart, care being taken that the extrapolated values were in accord with any reported winds. Next, wind components above and below the boundary were obtained along closely spaced verticals by integration of [*1*], the mechanical aid mentioned previously being used to effect the integration. The choice of the lower boundary as a reference level stems from the fact that this level marks the beginning of large vertical and horizontal wind shears and, therefore, is the uppermost level along which winds can be determined easily and accurately. In particular, the position of the jet core relative to the frontal zone and the isentropic vorticity[1] within the

[1] The isentropic vorticity is defined as $(\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)_\Theta$ where u and v are wind components in the x (easterly) and y (northerly) directions and the subscript Θ denotes differentiation along an isentropic surface.

zone were found to be quite sensitive to the wind distribution along the frontal base.

4. The Discontinuity Surfaces

From an examination of the various cross sections it was concluded that the major discontinuity surfaces were those depicted in Fig. 1 (d) and that there were dynamic as well as geometric grounds for drawing the two surfaces in a continuous fashion. The cross section of 03.00 GCT 27 March 1956 will now be discussed in some detail to demonstrate the type of evidence upon which this conclusion is based.

From Fig. 2 it is seen that the sounding for Medford, Oregon (597) passes through a well defined frontal zone with a sharp lower boundary. Further to the north at Portland, Oregon (698) a stable layer is present between 370 and 460 mb which obviously is a continuation of the frontal zone at Medford. The Seattle (793) sounding (Fig. 3) on the other hand is characterized by a distinct, low polar tropopause which possesses the same potential temperature as the base of the frontal layer at Portland and Medford. Thus the base of the frontal zone and the polar tropopause can be joined along a simple curve. The only question that remains is whether there is a fine structure present in the temperature field which would argue against this solution.

A satisfactory answer to this question can be obtained by examining the vertical wind shears in the area in question. According to (1) these shears are related to the slopes of the potential isotherms and therefore give additional information on the behavior of the isentropic surfaces in this area. The heavy tick marks in Fig. 2 show the slopes required by eq. (1). On the basis of these, the analysis of a smooth, simple discontinuity surface seems well substantiated. The slight differences in slope between the tick marks and isentropes at Portland are accounted for by a cyclonic bending of the air trajectories which makes actual wind shears smaller than geostrophic.

Several other sections contained ascents in the same relative position as the Seattle sounding, and in every case the wind was light and nearly constant below the discontinuity and increased rapidly above. Had these soundings terminated shortly upon entering the inversion layer, the discontinuity undoubtedly would have been interpreted as a front. Perhaps the earliest example of a case in which there was strong evidence for joining the polar tropopause and lower frontal boundary was one published by VAN MIEGHEM [*21*], based on serial ascents at Uccle.

The evidence for the drawing of a continuous upper boundary is more tenuous than in the case of the lower, but this type of analysis is strongly suggested by the present data and is supported by data from jet stream flights reported by RIEHL [*17*] and others. In Fig. 2 the Medford sounding exhibits a definite tropopause at 235 mb which lowers in the direction of Portland. A tropopause, according to the usual definition, occurs at 285 mb at Portland as can be seen from Fig. 3. The upper boundary of the frontal zone rises from 525 mb at Medford to 370 mb at Portland,

and if extended in a smooth curve meets the extension of the tropopause in the vicinity of 340 mb. Above 300 mb the wind shear at Portland reverses, as shown by the ticks in Fig. 2, lending credence to the analysis.

At the point where the discontinuity surface becomes vertical, the discontinuity in temperature gradient vanishes, and it may be argued

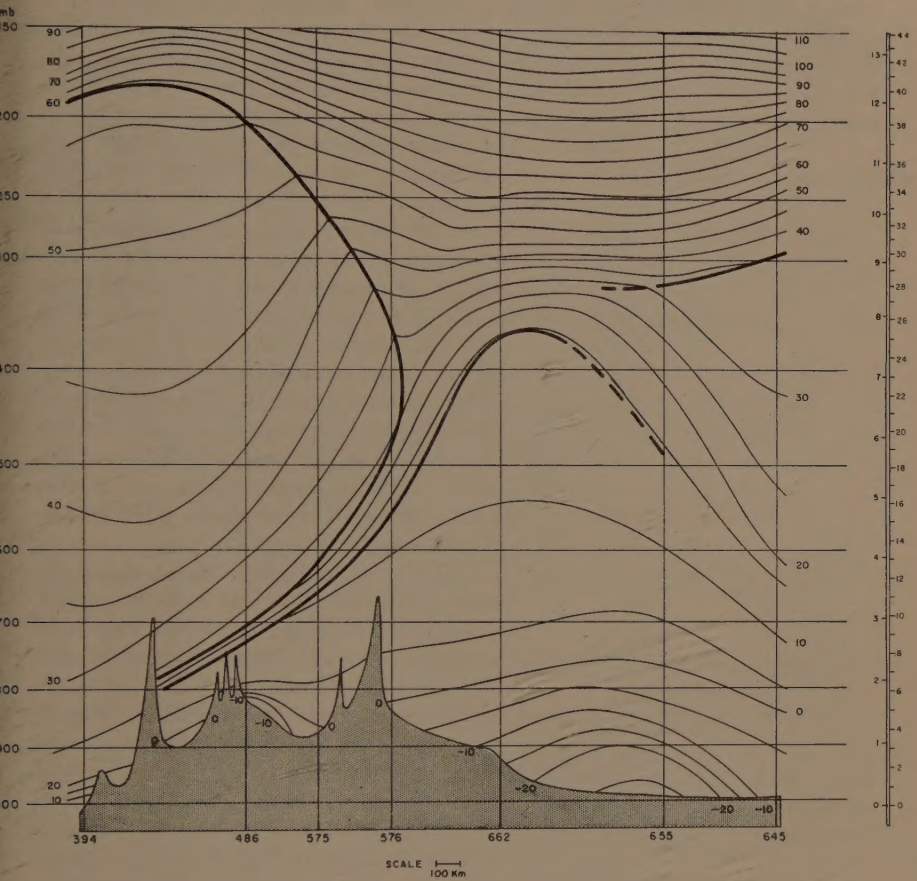


Fig. 4. Cross section for 15.00 GCT 10 February 1955. Heavy solid lines, frontal boundaries and tropopauses; heavy broken line, minor discontinuities; thin solid lines, isopleths of potential temperature (deg. C)

therefore that there is no basis for entering a line of discontinuity. However, results of the jet stream flights published by Riehl, Berry and Maynard [*17*] indicate that large discontinuities in horizontal wind shear, or vorticity, occur precisely in this region with very large values of cyclonic shear on the stratospheric side and lesser values of anticyclonic shear on the tropospheric side. Berggren [*2*] and Palmén [*12*] have called atten-

tion to the fact that the cyclonic wind shear approaches a maximum where the front tends to become vertical. The circumstance that the same boundary serves in one portion as a discontinuity in temperature gradient while in an adjacent portion as a discontinuity in vorticity, implies that it may best be regarded as a discontinuity in potential vorticity. This matter will be discussed further in the next section.

The tropopause at Portland in Fig. 2 has been drawn so as to coincide with the point of maximum wind rather than with the point which satisfies the conventional definition. An examination of the original radiosonde trace revealed only a minor change in lapse rate at the former point. In other cases in which soundings were available in the region where tropopause and upper frontal boundary merged, a more prominent change in lapse rate was observed at the point of maximum wind but in no instance was this the coldest point of the sounding or the point that met the accepted criteria for a tropopause. Thus in this region the discontinuity surface must be regarded not as a conventional tropopause but as a boundary prescribed by both thermal and dynamic considerations. However, in this article we shall continue to refer to the discontinuity as a tropopause.

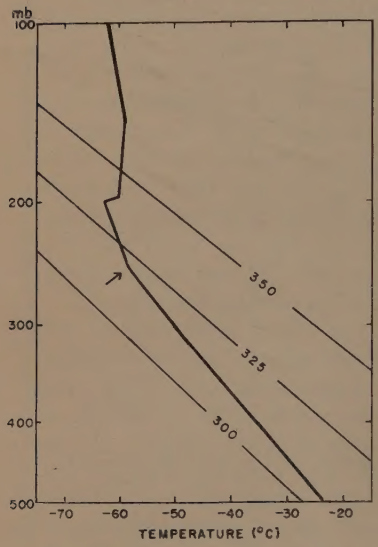


Fig. 5. Sounding for Ogden, Utah (575) at 15.00 GCT 10 February 1955. Arrow indicates point at which the vertical wind shear reverses (level of maximum wind)

The cross section in Fig. 4 shows an analysis of the foregoing type, in which a significant change in lapse rate and reversal of wind shear occurs at the 250 mb level at Ogden, Utah (575). It can be seen from the sounding (Fig. 5) that this level does not satisfy the usual requirements for a tropopause. The cold point of the sounding at 200 mb would normally be chosen. Yet from the cross section it appears that this upper point has only minor significance, while, as shown by the 250 mb-chart (Fig. 6), the lower discontinuity coincides with a pronounced cold strip in the horizontal temperature field across which the temperature gradient undergoes a fairly abrupt change.

5. The Composite Charts

Five cross sections, one from each of the cases listed at the beginning of Section 3, were combined to obtain composite charts of the fields of temperature, potential temperature, normal wind component and potential vorticity. Those sections were selected which showed the most clearly defined structures and which had temperature and wind soundings to

support the analyses in the key areas of the charts. The heavy dot-dash line in Fig. 7 gives the position of the composite charts relative to the trough-ridge pattern, as determined by averaging the positions of the individual sections. It is evident from the figure that strong upper fronts occur most commonly slightly to the rear of the upper trough line.

The manner in which the composite charts were constructed is illustrated in Fig. 8. On each section verticals were erected which passed through the points of intersection of the upper boundary of the frontal

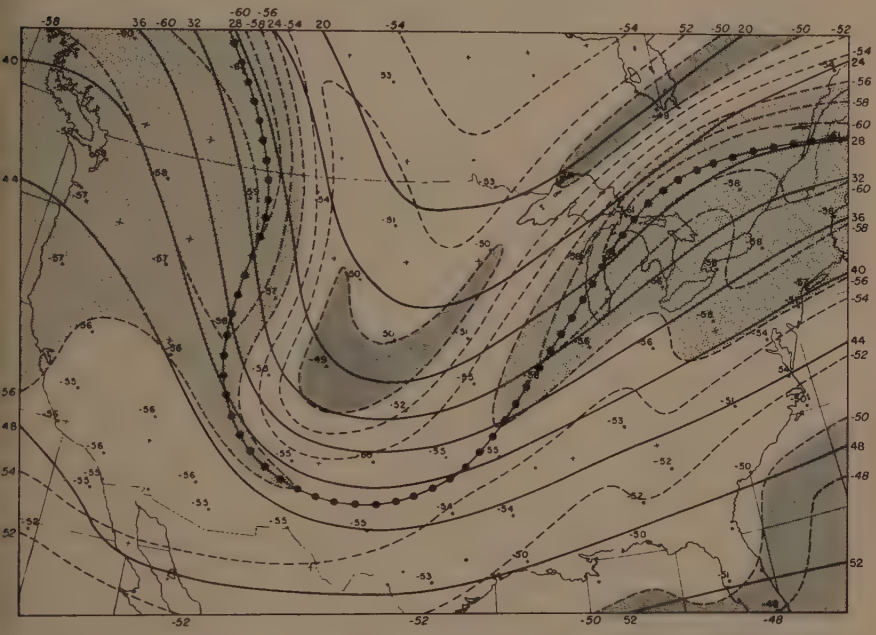


Fig. 6. 250 mb chart for 15.00 GCT 10 February 1957. Heavy point-line, center of cold band; medium solid lines, height contours; thin broken lines, isotherms (deg. C). Temperatures are plotted by stations. Stippling denotes areas colder than −56° C and warmer than −50° C

zone and the 700 mb surface, the inner point of the upper boundary and the highest point of the lower boundary. Intermediate verticals were then drawn at quarter and half distances between the middle and the outer verticals. A number of horizontal lines were also drawn as shown in the figure. At the intersections marked by dots, the pressures and potential temperatures were averaged. The average potential temperatures were then plotted at the appropriate pressures on the composite chart, the average distance between verticals on the individual sections being used to locate the verticals on the composite.

The dashed line marked in Fig. 8 denotes the axis of a warm trough in the potential isotherms which was present on all sections and which

appeared to converge towards the point where the upper frontal boundary and tropopause joined. By marking this axis on the separate sections and measuring its average horizontal distance from the tropopause, it was possible to retain the warm "pocket" on the composite section.

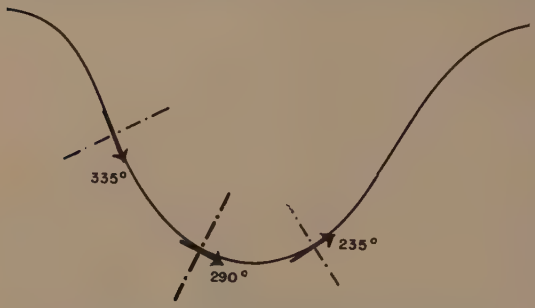


Fig. 7. Idealized trough-ridge pattern. Heavy dot-dash line indicates position of composite chart relative to the pattern obtained by averaging the relative positions of the five individual sections. Thin dot-dash lines show extreme positions of the individual sections. Direction of flow at points of intersection of streamline and cross sections shown by arrows

The choice of 700 mb as a lower boundary for the composite section was dictated by the fact that in three of the five cases the fronts became diffuse below that level tending to flatten out and break up into multiple stable layers or inversions. These fronts were characterized by warm advection in the strong upper portions and hence must be classified as warm fronts. The two cold front cases also exhibited some complexities at low levels, but it did appear that the leading edge of the cooling, or upper frontal boundary, formed a smooth, regular curve all the way to the earth's surface.

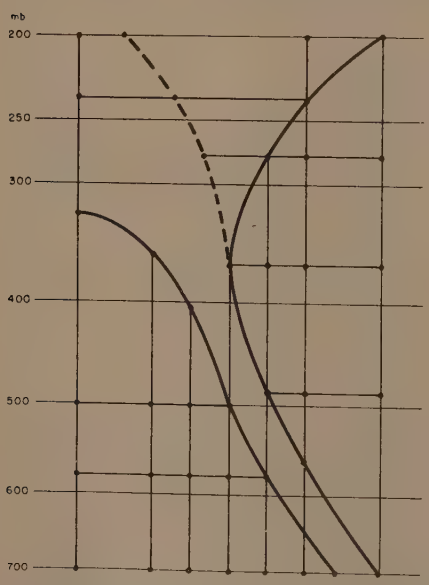


Fig. 8. Reference lines used in constructing composite sections and points at which average values of pressure and potential temperatures were computed

From the plotted average values of potential temperature, the isopleths shown in Fig. 9 were drawn. A transparent tissue was then laid over the figure and with the help of a thermodynamic diagram, the isotherms shown in Fig. 10 were analyzed. The field of normal geostrophic wind component (Fig. 10) was obtained by the method described in Section 3, the winds along the lower boundary being obtained by averaging of the values on the individual sections. Finally, the field of potential vorticity (Fig. 9) was derived by the techniques of graphical addition, multiplication and differentiation introduced

into meteorology by V. Bjerknes [4]. The isentropic vorticity was approximated by the term $[\partial v_g/\partial x]_\theta$ where x is the horizontal coordinate of the section and v_g the geostrophic wind component normal to the

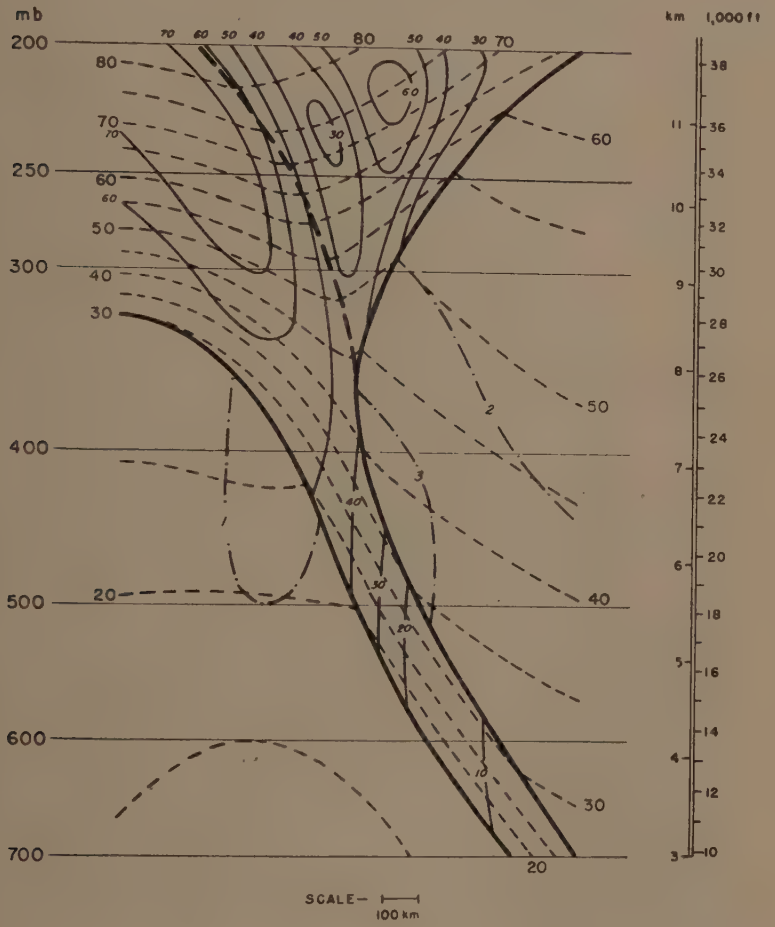


Fig. 9. Composite section showing frontal boundaries and tropopauses (heavy solid lines), axis of warm air (heavy broken line), isopleths of potential vorticity $(\zeta_\theta + f)$ $(\partial\theta/\partial p)$ in units of 10^{-9} c. g. s. (light solid and dash-dot lines) and isentropes in degrees C (light broken lines)

section. This approximation leads to some error in the magnitude of the geostrophic vorticity on either side of a discontinuity but does not affect the vorticity difference across the discontinuity.

6. Salient Features of the Composite Charts

The temperature field is characterized by near barotropy in the cold air mass and by a moderate degree of baroclinity in the warm. The strongest temperature gradients by far occur in the frontal zone

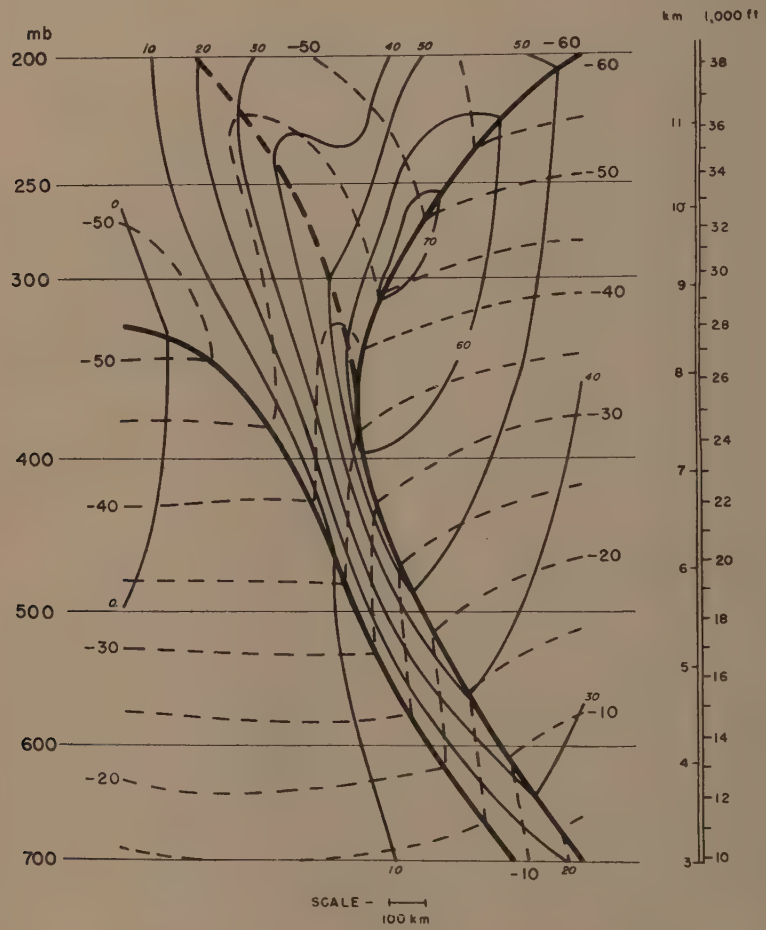


Fig. 10. Composite section showing frontal boundaries and tropopauses (heavy solid lines), axis of warm air (heavy broken line), isotachs of normal geostrophic wind component in m/sec (light solid lines) and isotherms (light broken lines)

which averages 180 km in width and possesses an overall temperature difference of about 10° C. The maximum temperature gradient lies between the 500 and 600 mb levels. The cases of strong high-level fronts seem to possess greater temperature contrast within the frontal zone

and less within the cold air mass than do the usual polar front situations (PALMÉN and NEWTON [*14*]).

As viewed in cross section (Fig. 9), the potential temperatures exhibit a cold peak along the tropopause boundary and a warm hollow within the stratosphere. On the 250 mb chart (Fig. 6) these peaks and hollows appear as cold and warm bands which broaden in the ridges and troughs, often displaying a crescent shape. These bands have been discussed previously by PALMÉN [*11*]. Here the fact will be stressed that the cold peak and warm hollow converge downward to a point where they meet and join with the extension of the upper frontal boundary. The reversed temperature gradient in the stratosphere does not appear to lie in a backward sloping frontal layer, as depicted by BERGGREN [*1*] but instead in a wedge-shaped area that broadens upward from a "triple-point."

The geostrophic wind field consistent with the temperature field is shown by the medium solid lines in Fig. 10. The jet core is located at the 275 mb level and, in good agreement with the findings of PALMÉN and NEWTON [*14*], lies almost directly over the intersection of the upper frontal boundary and the 500 mb surface. The peak wind is about 150 knots. Since the sections were not exactly at right angles to the flow in every case, the actual geostrophic maximum must have been greater. However, all sections were in areas of at least slight cyclonic curvature, so that actual winds were less than geostrophic, and the 150 knot figure is considered to be representative of the maximum velocities in the cases sampled here. The level of maximum wind varies from about the 200 mb level over the cold dome and the lower portion of the frontal zone to about the 350 mb level at the triple-point.

A peculiar feature of the wind field is the suggestion of a double wind maximum in the horizontal above 250 mb (34,000 feet). This feature was even more pronounced in some of the individual sections than in the composite and if incorrect indicates a basic failing in the model proposed here. It is interesting to note that DICKSON [*5*] has presented an example, derived from aircraft data, in which a single pronounced jet at 30,000 ft. branches into a double jet at 35,000 ft. Thus it may be that in certain instances the jet core has the shape of a distorted triangle with peaks of high wind extending upward along the tropopause boundary and near the axis of the warm pocket and downward along the upper frontal boundary.

The field of potential vorticity (Fig. 9) shows some fluctuation within the warm and cold air masses as well as within the stratosphere and the transitional layer. However, the striking feature of the analysis is the large discontinuity in potential vorticity that takes place across both the frontal and tropopause boundaries. If potential vorticity is regarded as a quasiconservative air mass property, it must be concluded from the figure that the air in the upper portion of the frontal zone is more characteristic of the stratosphere than the troposphere. Another feature of interest is the large discontinuity in potential vorticity in the vicinity of the triple-

point where earlier it was noted that the temperature gradient is continuous. The discontinuity is due to the abrupt change in horizontal wind shear in that region, as seen from Fig. 10.

7. Speculations Concerning the Origin of the Upper Tropospheric Front

In the previous section it was pointed out that the air in the upper portion of the frontal zone possesses potential vorticities more characteristic of the stratosphere than the troposphere. This suggests that the formation of the upper front may be connected with an injection of stratospheric air into the troposphere through a break or fold in the tropopause. In the case of 14 December this appears to be a plausible explanation as shown by REED [*15*].

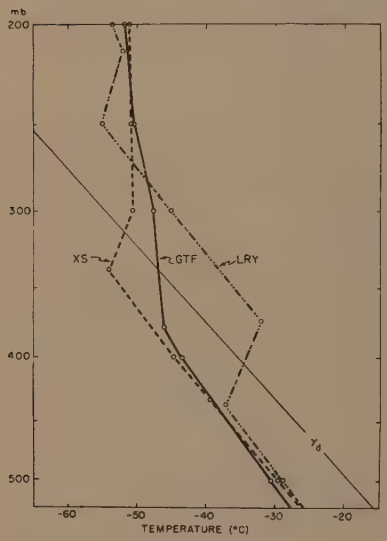


Fig. 11. Consecutive soundings at Prince George, B. C. (XS), 15.00 GCT 28 Oct. 1955; Great Falls, Mont. (GTF), 03.00 GCT 29 Oct. 1955; and Denver, Colo. (LRY), 15.00 GCT 29 Oct. 1955. A representative dry adiabatic lapse rate is noted by γ_d

Other cases in the present study also give evidence of the folding process. As an example, consecutive soundings at Denver, Colorado, Great Falls, Montana and Prince George, B. C. are presented in Fig. 11. It is estimated that the air near the base of the frontal zone at Denver at 15.00 GCT 29 Okt., 1955 was twelve hours earlier located at Great Falls and twelve hours still earlier near Prince George. The inference is that during the 24-hour period the tropopause subsided and assumed the character of a lower frontal boundary. Meanwhile tropospheric air folded in above the stratospheric wedge.

SAWYER [*18*] in his study of the day-to-day variations of the tropopause regards the folding process as a common occurrence. He has offered a theoretical explanation for this phenomenon based on the field of geostrophic deviations in the entrance region of the jet stream. However, it is also possible that it can arise from a suitable combination of geostrophic winds and vertical velocities since, as can be seen from Fig. 6, the thermal wind has in some places a component normal to the tropopause.

If it is correct to ascribe the origin of the high-level frontal zone to a stratospheric injection, these zones should be marked as a rule by extreme dryness. Almost without exception the soundings utilized in this study have shown them to be characterized by "motorboating," a condi-

tion that indicates very low relative humidities. The British Meteorological Research Flights [*19*] have also revealed extreme dryness in upper tropospheric fronts.

The foregoing hypothesis concerning the origin of the high-level front is based largely on the assumption that potential vorticity is a quasi-conservative property of the air. This may not always be a valid assumption. Palmén [*10*] and Sawyer [*18*] have presented cases of tropopause "funnels" in which new tropopauses appeared rather suddenly at lower heights and potential temperatures than were connected with earlier tropopauses. In such cases the air immediately above the new tropopause appears to stabilize while maintaining high cyclonic rotation, thus the potential vorticity presumably increases. Kleinschmidt [*7*] has noted this phenomenon and postulates the presence of a non-conservative force field in the region of the forming tropopause. Staley [*20*] too has found evidence for rapid changes of potential vorticity in the vicinity of the tropopause.

Thus it does not seem possible at this time to arrive at definite conclusions regarding the formative process. However, it can be stated with considerable certainty that, whatever this process, once the frontal zone comes into existence, there is no way of distinguishing the air in the upper portion of the zone from the stratospheric air immediately above.

8. Summary and Conclusions

The "waterspout" model, wherein the upper and lower frontal boundaries are joined in smooth curves to the polar and middle latitude tropopauses, appears to offer the most satisfactory solution to the problem of connecting frontal boundaries and tropopauses in cases of strong high-level fronts.

On the basis of five cases of pronounced upper fronts, composite cross sections were drawn of temperature, potential temperature, normal geostrophic wind component and potential vorticity. The composite sections may be regarded as lying slightly to the rear of the upper trough line. Principal features of the sections are as follows:

(1) A cold ridge along the tropopause and a warm pocket in the stratosphere converge downward to meet the upper frontal boundary at a triple-point. The tropopause, as referred to here, is a combined thermal and dynamic boundary which close to the triple-point does not meet the conventional criteria, though it appears to have greater significance than the conventional tropopause.

(2) The frontal zone averages 180 km in width and contains an average temperature difference of 10° C. The level of maximum wind varies considerably in height reaching its lowest elevation at the triple-point. The jet core lies above the intersection of the upper frontal boundary and the 500 mb level. There is some evidence of a double structure to the jet.

(3) The field of potential vorticity is marked by sharp discontinuities

at the frontal boundaries, the potential vorticity being large in the stratosphere and in the frontal zone, especially the upper portion, and small in the warm and cold air masses. On the assumption that potential vorticity is a quasi-conservative property, it is concluded that the most likely explanation for the high-level front is a folding of the tropopause. However, since there is some evidence to the effect that potential vorticity may not be conserved in the vicinity of the tropopause, this conclusion must be regarded as tentative.

(4) Whatever the mode of formation there appears to be no basis, once the front has formed, for differentiating between the air in the upper portion of the frontal zone and the air in the adjacent part of the stratosphere.

References

1. Berggren, R.: The Distribution of Temperature and Wind Connected with Active Tropical Air in the Higher Troposphere and Some Remarks Concerning Clear Air Turbulence at High Altitude. Tellus **4**, 43—54 (1952).
2. — On Temperature Frequency Distribution in the Free Atmosphere and a Proposed Model for Frontal Analysis. Tellus **5**, 95—101 (1953).
3. Bjerknes, J., and E. Palmén: Investigations of Selected European Cyclones by Means of Serial Ascents. Geofys. Publ. **12**, 62 (1937).
4. Bjerknes, V.: Dynamic Meteorology and Hydrography, Part II — Kinematics. Washington, Carnegie Institution, 175 pp. (1911).
5. Dickson, R. R.: A Case Study of the Jet Stream. Bull. Amer. Met. Soc. **36**, 195—204 (1955).
6. Endlich, R.: Flight Aspects of Jet Streams and Mountain Waves, Part I. Abstract in Bull. Amer. Met. Soc. **37**, 539 (1956).
7. Kleinschmidt, E.: Die Entstehung einer Höhenzyklone über Nordamerika. Tellus **7**, 96—111 (1955).
8. Matthewman, A. G.: Meteorological Office Discussion. Frontal Analysis in the Higher Troposphere and the Lower Stratosphere. Met. Mag. **83**, 87 (1954).
9. Newton, C. W.: Frontogenesis and Frontolysis as a Three-Dimensional Process. J. Met. **11**, 449—461 (1954).
10. Palmén, E.: Aerologische Untersuchungen der atmosphärischen Störungen. Mitt. met. Inst. Univ. Helsingf. No. 25 (1933).
11. — On the Distribution of Temperature and Wind in the Upper Westerlies. J. Met. **5**, 20—27 (1948).
12. — Vertical Circulation and Release of Kinetic Energy during the Development of Hurricane Hazel into an Extratropical Storm. Studies in Weather Analysis and Forecasting. Final Report under Contract AF 19 (604)—1293, University of Chicago (1957).
13. — and K. M. Nagler: The Formation and Structure of a Largescale Disturbance in the Westerlies. J. Met. **6**, 227—242 (1949).
14. — and C. W. Newton: A Study of the Mean Wind and Temperature Distribution in the Vicinity of the Polar Front in Winter. J. Met. **5**, 220—226 (1948).

15. Reed, R. J.: A Study of a Characteristic Type of Upper-Level Frontogenesis. J. Met. **12**, 226—237 (1955).

16. Riehl, H.: Correspondence. J. Met. **13**, 313—314 (1956).

17. — F. A. Berry, and H. Maynard: Exploration of the Jet Stream by Aircraft during the 1952—1953 Winter. J. Met. **12**, 26—35 (1955).

18. Sawyer, J. S.: Day-to-day Variations in the Tropopause. Geophys. Mem. **11**, 40 (1954).

19. — The Free Atmosphere in the Vicinity of Fronts. Geophys. Mem. **12**, 24 (1955).

20. Staley, D. O.: Evaluation of the Physical Processes Occurring at and near the Tropopause. Unpublished Thesis. Seattle, University of Washington, 121 pp. (1956).

21. Van Mieghem, J.: Analyse aérologique d'un front froid remarquable. Mém. Inst. Mét. Belg. **VII**, 85 (1937).

551.511.32:551.509.317

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Zusammenhang zwischen dem räumlichen und zeitlichen Mittel eines Geschwindigkeitsfeldes in einer autobarotropen Strömung

Von

H. Pichler

Mit 5 Textabbildungen

Zusammenfassung. An Hand eines partikulären Integrals der divergenzfreien Vorticity-Gleichung werden Zusammenhänge zwischen dem räumlichen und dem zeitlichen Mittel des Geschwindigkeitsfeldes in einer autobarotropen Strömung untersucht. Es werden für eine barotrop geschichtete Atmosphäre Bedingungen hergeleitet, unter denen das räumliche Mittel gleich dem zeitlichen Mittel gesetzt werden kann.

Summary. Relations between the space and time means of the velocity field in an autobarotropic current are studied by means of a particular integral of the divergence-free vorticity equation. Conditions for a barotropic atmosphere are derived under which time mean and space mean can be considered equal.

Résumé. Grâce à une intégration particulière de l'équation de vorticité sans divergence, l'auteur peut étudier les relations entre les moyennes spatiales et temporelles du champ de vitesse d'un courant autobarotrope. Il en déduit les conditions sous lesquelles dans une atmosphère barotrope on peut égaler la moyenne spatiale et la moyenne temporelle.

I. Einleitung

Die von H. Reuter [1] durchgeführten Untersuchungen zur Konstruktion von Vorhersagekarten mit Hilfe einer Korrelation zwischen räumlichen und zeitlichen Mittelwerten einer Geopotentialverteilung in einem bestimmten Druckniveau (850 mb-Niveau) haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

Korreliert man das räumliche mit dem zeitlichen Mittel, so erhält man als Ergebnis — Korrelationskoeffizient im Mittel 0,93 — für die 850 mb-Niveaufläche, daß

$$-1\hat{H}_{+1} = \bar{H}_0 \qquad (1)$$

zu setzen ist. H bedeutet das Geopotential und die Suffixe $-1, 0, +1$ sollen die einzelnen Termine kennzeichnen. Die Symbole „$\frown$“ und „—“ deuten die zeitliche bzw. die räumliche Mittelung des Geopotentialfeldes an. Ausführlich geschrieben bedeutet:

$$-_1\hat{H}_{+1} = \frac{1}{3}[H_{-1} + H_0 + H_{+1}] \quad \ldots \text{zeitliches Mittel.} \tag{2}$$

Zwischen den Terminen -1 und 0 bzw. 0 und $+1$ liegt ein 24-Stunden-Intervall[1].

Das räumliche Mittel für die Zeit $t = 0$ resultiert aus:

$$\bar{H}_0(x, y) = \frac{1}{4}[H_0(x + d, y) + H_0(x - d, y) + H_0(x, y + d) + H_0(x, y - d)] \tag{3}$$

d stellt die Gitterdistanz dar und wird mit 666 km angegeben. Die positive x-Richtung weist nach Osten, die positive y-Richtung nach Norden.

Mit Hilfe der Beziehung $-_1\hat{H}_{+1} = \bar{H}_0$ kann eine 24stündige Vorhersagekarte konstruiert werden, die die mittlere Geopotentialverteilung für diesen Zeitraum angibt. Seit 1. Februar 1957 ist diese Methode im Wetterdienst der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien in Verwendung.

Beziehung (1) wurde auf Grund von empirisch-statistischen Untersuchungen gefunden. Es ist nun von Interesse, diese Relation an Hand von Modellvorstellungen der Atmosphäre näher zu betrachten. Man kann dadurch Bedingungen ableiten, unter denen — bezogen auf eine Modellatmosphäre — das räumliche Mittel gleich dem zeitlichen Mittel zu setzen ist. Die Natur dieser ermittelten Kriterien wird zu einem tieferen Verständnis der Relation $-_1\hat{H}_{+1} = \bar{H}_0$ führen können.

Im folgenden sollen nun im einfachen Fall einer barotropen Atmosphäre die vorhin angedeuteten Untersuchungen durchgeführt werden. Aus praktischen Überlegungen heraus werden die Zusammenhänge zwischen dem räumlichen und dem zeitlichen Mittel nicht im Geopotentialfeld selbst betrachtet, sondern im dazugehörigen autobarotropen Strömungsfeld. Wie gezeigt werden wird, ist der qualitative Unterschied zwischen den beiden Feldern vernachlässigbar klein.

II. Theoretische Überlegungen

Für die nun anzustellenden Untersuchungen in einer barotrop geschichteten Atmosphäre geht man von der barotropen divergenzfreien Vorticity-Gleichung [2]

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathfrak{v} \nabla \eta = 0 \tag{4}$$

aus. η bedeutet die absolute Vorticity, $\mathfrak{v}$ ist der zweidimensionale Ge-

[1] In der Originalarbeit von H. Reuter wird mit 5 Werten und mit einem 12-Stunden-Intervall gearbeitet. Wir verwenden der Einfachheit halber — ohne die Allgemeinheit einschränken zu wollen — ein 24-Stunden-Intervall mit 3 Werten.

schwindigkeitsvektor und hat die Komponenten u und v. Der Nabla-Operator ist auch nur zweidimensional zu betrachten.

Um Gl. (4) zu lösen, soll nun eine Stromfunktion ψ eingeführt werden, so daß:

$$\left.\begin{aligned} u &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v &= +\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

wird. Berücksichtigt man ferner noch die Änderung des Cariolisparameters f mit:

$$f = f_0 + \beta y, \tag{6}$$

so kann die Vorticity-Gleichung (4) auf folgende Form gebracht werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + \frac{\partial \psi}{\partial x}\cdot\frac{\partial}{\partial y}\nabla^2\psi - \frac{\partial \psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\nabla^2\psi + \beta\frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \tag{7}$$

Ein allgemeines Integral für diese nichtlineare partielle Differentialgleichung 3. Ordnung kann nicht angegeben werden. Auch eine von NEAMTAN angegebene partikuläre Lösung [3] ist für eine Untersuchung über die Zusammenhänge zwischen dem räumlichen und dem zeitlichen Mittel nicht geeignet. Wir wollen nun versuchen, ein für unsere Zwecke entsprechendes partikuläres Integral für Gl. (7) zu finden; und zwar soll dieses partikuläre Integral eine zweidimensionale Abhängigkeit in zeitlicher und räumlicher Hinsicht aufweisen.

Einfache Überlegungen führen zu folgendem Lösungsansatz:

$$\psi = -Uy + \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}-\frac{c_1 t}{\lambda}-\frac{c_2 t}{\omega}\right)} \tag{8}$$

U (= const.) sei die Geschwindigkeit einer zonalen Grundströmung. Weitere Bezeichnung: ψ_k = Amplitude; λ = Wellenlänge in x-Richtung, ω = Wellenlänge in y-Richtung, c_1 und c_2 sind die dazugehörigen Verlagerungsgeschwindigkeiten.

Ist nun die Bedingungsgleichung:

$$\frac{c_1}{\lambda} + \frac{c_2}{\omega} = \frac{U}{\lambda} - \frac{\beta}{\lambda\,(k_1^2 + k_2^2)} \tag{9}$$

mit $k_1 = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ und $k_2 = \dfrac{2\pi}{\omega}$ erfüllt, so ist in der Tat Gl. (9) ein partikuläres Integral der nichtlinearen partiellen Differentialgleichung (7).

Der Realteil der Stromfunktion ψ nimmt folgende Form an:

$$R(\psi) = -Uy + \psi_k \cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}-\frac{c_1 t}{\lambda}-\frac{c_2 t}{\omega}\right) \tag{10}$$

Für den Zeitpunkt $t = 0$, geht Gl. (10) über in:

$$R(\psi_0) = -Uy + \psi_k\left(\cos\frac{2\pi x}{\lambda}\cos\frac{2\pi y}{\omega} - \sin\frac{2\pi x}{\lambda}\sin\frac{2\pi y}{\omega}\right) \tag{11}$$

Wie eingangs schon erwähnt wurde, führen wir — da die mathematische Behandlung einfacher ist — die Untersuchungen über das räumliche und zeitliche Mittel im Strömungsfeld durch. Daß diese Betrachtungsweise erlaubt ist, wird noch gezeigt werden.

Wir bilden daher von der Stromfunktion ψ den räumlichen und den zeitlichen Mittelwert.

a) Räumliches Mittel zur Zeit $t = 0$:

$$\psi_0 = \frac{1}{4}\left[\psi_0(x+d,y) + \psi_0(x-d,y) + \psi_0(x,y+d) + \psi_0(x,y-d)\right] \tag{12}$$

wobei ψ_0 folgende Form aufweist:

$$\psi_0 = -Uy + \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}\right)} \tag{13}$$

Aus Gl. (12) und (13) folgt:

$$\bar{\psi}_0 = -Uy + \frac{1}{2}\left(\cos\frac{2\pi d}{\lambda} + \cos\frac{2\pi d}{\omega}\right)\psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}\right)} \tag{14}$$

b) Zeitliches Mittel:

$${}_{-1}\widehat{\psi}_{+1} = \frac{1}{3}(\psi_{-1} + \psi_0 + \psi_{+1}) \tag{15}$$

mit:

$$\left.\begin{aligned}
\psi_{-1} &= \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}+\frac{\Delta t\, c_1}{\lambda}+\frac{\Delta t\, c_2}{\omega}\right)} - Uy \\
\psi_0 &= \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}\right)} - Uy \\
\psi_{+1} &= \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}-\frac{\Delta t\, c_1}{\lambda}-\frac{\Delta t\, c_2}{\omega}\right)} - Uy
\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Δt = Zeitintervall zwischen den Zeitpunkten $t = -1$ und 0 bzw. 0 und $+1$. Aus Gl. (15) und (16) erhält man für das zeitliche Mittel:

$${}_{-1}\widehat{\psi}_{+1} = -Uy + \frac{1}{3}\left[1 + 2\cos 2\pi\Delta t\left(\frac{c_1}{\lambda}+\frac{c_2}{\omega}\right)\right]\psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{y}{\omega}\right)} \tag{17}$$

Auf Grund empirisch-statistischer Untersuchungen von H. Reuter [*1*] kann das räumliche Mittel gleich dem zeitlichen Mittel [Gl. (1)] gesetzt werden. Damit nun

$${}_{-1}\widehat{\psi}_{+1} = \bar{\psi}_0 \tag{18}$$

wirklich erfüllt ist, muß die Bedingungsgleichung:

$$\cos\pi d\left(\frac{1}{\lambda}+\frac{1}{\omega}\right)\cos\pi d\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{1}{\omega}\right) = \frac{1}{3}\left[1 + 2\cos\frac{2\pi\Delta t}{\lambda}\left(U - \frac{\beta}{k_1^2+k_2^2}\right)\right] \tag{19}$$

gelten.

Für die Diskussion von Gl. (19) stehen theoretisch 5 Freiheitsgrade (d, Δt, λ, ω, U) zur Verfügung. Um zu einer sinnvollen Diskussionsbasis zu

gelangen, wollen wir die Anzahl der Freiheitsgrade reduzieren. Wählt man verschiedene Verhältnisse von λ und ω $\left(\omega = \infty;\ \omega = 2\lambda;\ \omega = \lambda;\ \omega = \frac{\lambda}{2}\right)$, so wird die Zahl der Freiheitsgrade von 5 auf 4 vermindert.

Da ferner für die Verlagerungsgeschwindigkeit der Rossby-Wellen Erfahrungswerte vorliegen, führen wir statt der zonalen Grundströmung U, $c_1' = U - \frac{\beta}{k_1^2}$ ein. (c_1' = Verlagerungsgeschwindigkeit der Rossby-Wellen.) Wir erhalten nun statt Gl. (19) folgende Bedingungsgleichungen:

a) Für $\omega = \infty$

$$3\cos^2\frac{\pi d}{\lambda} - 1 - 2\cos\frac{2\pi\Delta t}{\lambda}c_1' = O \tag{20}$$

b) Für $\omega = 2\lambda$

$$3\cos\frac{3\pi}{2}\frac{d}{\lambda}\cos\frac{\pi}{2}\frac{d}{\lambda} - 1 - 2\cos\frac{2\pi\Delta t}{\lambda}\left(c_1' + \frac{\lambda^2\beta}{20\pi^2}\right) = O \tag{21}$$

c) Für $\omega = \lambda$

$$3\cos\frac{2\pi d}{\lambda} - 1 - 2\cos\frac{2\pi\Delta t}{\lambda}\left(c_1' + \frac{\lambda^2\beta}{8\pi^2}\right) = O \tag{22}$$

d) Für $\omega = \frac{\lambda}{2}$

$$3\cos\frac{3\pi d}{\lambda}\cos\frac{\pi d}{\lambda} - 1 - 2\cos\frac{2\pi\Delta t}{\lambda}\left(c_1' + \frac{\lambda^2\beta}{5\pi^2}\right) = O \tag{23}$$

Bevor wir die Bedingungsgleichungen Gl. (20) bis (23) eingehend diskutieren wollen, ist es zweckmäßig, das zum autobarotropen Strömungsfeld gehörige Geopotentialfeld abzuleiten. Mit Hilfe der Bewegungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} - f v &= -\frac{\partial H}{\partial x}\\ \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + f u &= -\frac{\partial H}{\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{24}$$

läßt sich die Geopotentialverteilung einfach berechnen. Führt man die Rechnung aus, so erhält man für das Geopotential H:

$$H = \psi_k\left[(f_0 + \beta y)\cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda} + \frac{y}{\omega} - \frac{c_1 t}{\lambda} - \frac{c_2 t}{\omega}\right) - k_2\beta\frac{1}{k_1^2 + k_2^2}\sin 2\pi\left(\frac{x}{\lambda} + \frac{y}{\omega} - \frac{c_1 t}{\lambda} - \frac{c_2 t}{\omega}\right)\right] - U\left(f_0 y + \beta\frac{y^2}{2}\right) + F(t) \tag{25}$$

Wobei $F(t)$ eine Funktion der Zeit ist, die wir nicht näher bestimmen wollen. Für die Zeit $t = 0$ ergibt sich folgende Geopotentialverteilung:

$$H_0 = \psi_k \left[(f_0 + \beta y) \cos 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} + \frac{y}{\omega} \right) - k_2 \beta \frac{1}{k_1^2 + k_2^2} \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} + \frac{y}{\lambda} \right) \right] -$$

$$- U \left(f_0 y - \beta \frac{y^2}{2} \right) + \text{const.} \qquad (26)$$

III. Diskussion der Ergebnisse

An Hand von verschiedenen Gitterdistanzen d und Verlagerungsgeschwindigkeiten c_1' sollen nun die einzelnen notwendigen Bedingungen für die Gleichheit des räumlichen Mittels mit dem zeitlichen Mittel in einer barotrop geschichteten Atmosphäre abgeleitet werden. Auf diese Weise kann man leicht ersehen, welche Zeitspannen Δt theoretisch notwendig sein müssen, damit ${}_{-1}\widehat{\bar{\psi}}_{+1} = \bar{\psi}_0$ ist. Da H. Reuter die Relation (1) für $\Delta t = 24$ Stunden und $d = 666$ km nachweisen konnte, kann man mit Hilfe von Gl. (19) die notwendigen Kriterien für dieses Zeitintervall ermitteln.

1. Fall: $\omega = \infty$ [Gl. (20)].

Setzt man für die Geschwindigkeit $c_1' = 0$, so folgt aus Gl. (20) $\frac{\pi d}{\lambda} = 0$. Ist $d \neq 0$, so folgt $\lambda = \infty$. Dieser Fall ist für unsere Betrachtung uninteressant. Für $\lambda =$ endlicher Wert folgt aber $d = 0$; d. h. es würde das zeitliche Mittel gleich dem Zentralwert sein. Auch dieser Fall ist im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse.

Nimmt man für die Geschwindigkeit c_1' an:

a) $c_1' = 6°/\text{Tag}$
b) $c_1' = 7°/\text{Tag}$,

so gelangt man mit Hilfe von Gl. (20) zu den in Tabelle 1 zusammengestellten Ergebnissen:

Tabelle 1. *Zeitintervalle* Δt für $\omega = \infty$ (10^5 sec)[1]

λ	$d = 1000$ km		$d = 666$ km		$d = 333$ km	
	$c_1' = 6°/\text{Tag}$	$c_1' = 7°/\text{Tag}$	$c_1' = 6°/\text{Tag}$	$c_1' = 7°/\text{Tag}$	$c_1' = 6°/\text{Tag}$	$c_1' = 7°/\text{Tag}$
2 d	1,22	1,05	0,81	0,70	0,41	0,35
4 d	1,53	1,31	1,02	0,87	0,51	0,44
6 d	1,56	1,34	1,04	0,88	0,52	0,45
8 d	1,59	1,36	1,06	0,91	0,53	0,45
10 d	1,59	1,37	1,07	0,91	0,53	0,46

[1] $\beta = 1{,}7 \cdot 10^{-11}\ \text{m}^{-1}\ \text{sec}^{-1}$.

Tabelle 1 gibt für $d = 1000$ km, $d = 666$ km und $d = 333$ km die dazugehörigen Zeitintervalle Δt (in Einheiten 10^5 sec; 24 Stunden $= 0{,}86 \cdot 10^5$ sec) an. Die Wellenlängen werden in Einheiten der Gitterdistanz d angegeben.

Relation (1) wurde für $d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden bewiesen. Wie man aus Tabelle 1 ersieht, ist diese Bedingung für $c_1' = 7°/\text{Tag}$ und

für $\lambda > 4\,d$ ($\Delta t \approx 24$ Stunden, $d = 666$ km) erfüllt. Für $d = 1000$ km und $d = 333$ km werden wesentlich andere Zeitintervalle gefordert. Für die Verlagerungsgeschwindigkeit $c_1' = 6°$/Tag liegt das 24-Stunden-Intervall für $d = 666$ km zwischen $2\,d < \lambda < 4\,d$. Somit zeichnen sich bereits Kriterien ab, für die $-1\hat{\psi}_{+1} = \bar{\psi}_0$ erfüllt ist.

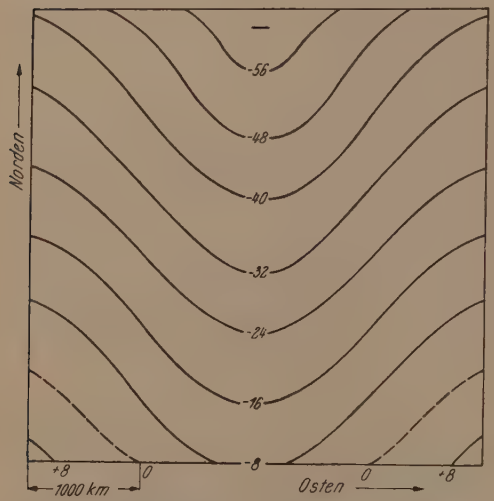


Abb. 1. ψ-Feld (Einheit: 10^6 m²/sec); $\omega = \infty$; $\lambda = 4000$ km; $U = 13$ m/sec; $\psi_k = 10 \cdot 10^6$ m²/sec; $c_1' = 7°$/Tag; $d = 666$ km; $\Delta t \approx 24$ Stunden

Mit Hilfe von Gl. (11) kann man für die oben angeführten Bedingungen das dazugehörige Strömungsfeld berechnen. Für $\omega = \infty$ gelangt man zu einer ganz einfachen Felddarstellung der Strömung: Troglage mit einer Nord-Süd gerichteten Achse. Trog und Keil wechseln in periodischer Folge (Abb. 1).

Durch geeignete Wahl von ψ_k ist es möglich, ein reales Strömungsfeld zu konstruieren.

2. Fall: $\omega = \lambda$ (Gl. 22). Für $c_1' = 0$, $c_1' = 4°$/Tag bzw. $c_1' = 6°$/Tag gelangt man zu den in Tabelle 2 enthaltenen Bedingungen.

Tabelle 2. *Zeitintervalle* Δt für $\omega = \lambda$ (10^5 sec)

λ	$d = 1000$ km			$d = 666$ km			$d = 333$ km		
	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°$/Tag	$c_1' = 6°$/Tag	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°$/Tag	$c_1' = 6°$/Tag	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°$/Tag	$c_1' = 6°$
$4\,d$	3,88	1,88	1,50	5,82	1,72	1,27	11,66	1,10	0,7
$6\,d$	1,62	1,11	0,96	2,44	1,18	0,94	4,87	0,93	0,6
$8\,d$	0,90	0,71	0,65	1,35	0,85	0,72	2,71	0,80	0,6
$10\,d$	0,57	0,54	0,46	0,85	0,62	0,55	1,70	0,68	0,5

Aus Tabelle 2 sind wiederum die einzelnen Kriterien für $-1\hat{\psi}_{+1} = \bar{\psi}_0$ zu entnehmen. Es läßt sich einfach feststellen, welche Bedingungen für $\Delta t = 24$ Stunden und $d = 666$ km herrschen müssen.

Die dazugehörigen Strömungsfelder geben folgendes Bild: Trog und Keil wechseln wieder in periodischer Folge. Die Trogachse ist zur West-Ostrichtung um 45 Grad geneigt (Abb. 2, 3).

Die Darstellung eines realen Strömungsfeldes hängt entscheidend von der Größenordnung der Amplitude ψ_k ab. In Abb. 2 ist z. B. ein Strömungsfeld ($\psi_k = 25 \cdot 10^6$ m²/sec) dargestellt, welches kaum in der Natur vorkommen wird. Es treten in diesem Feld zu hohe Geschwindigkeiten auf.

Die Strömung in Abb. 3 ($\psi_k = 10 \cdot 10^6\ m^2/sec$) ist hingegen durchaus möglich. Die hiebei auftretenden Geschwindigkeiten verbleiben innerhalb vertretbarer Grenzen.

Es gelingt nun auch für $\lambda = 5000$ km und $\lambda = 3000$ km ähnliche Realfelder zu berechnen (für $\Delta t \approx 24$ Stunden; $d = 666$ km):

a) $\lambda = 5000$ km: $c_1' = 4°/\text{Tag}$; $U = 16$ m/sec

b) $\lambda = 3000$ km; $c_1' = 7°/\text{Tag}$; $U = 10$ m/sec

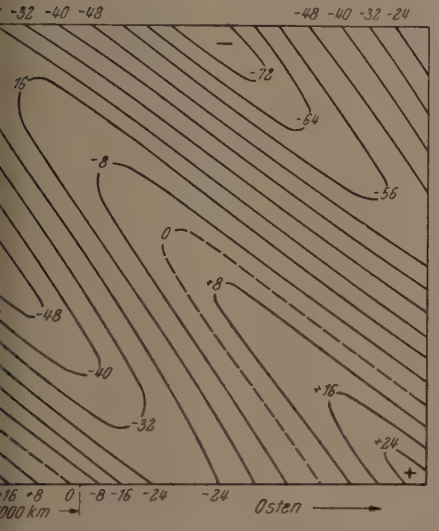


Abb. 2. ψ-Feld (Einheit: $10^6\ m^2/sec$); $\omega = \lambda$; $\lambda = 4000$ km; $U = 12$ m/sec; $\psi_k = 25 \cdot 10^6\ m^2/sec$; $c_1' = 6°/\text{Tag}$; $d = 666$ km; $\Delta t \approx 24$ Stunden

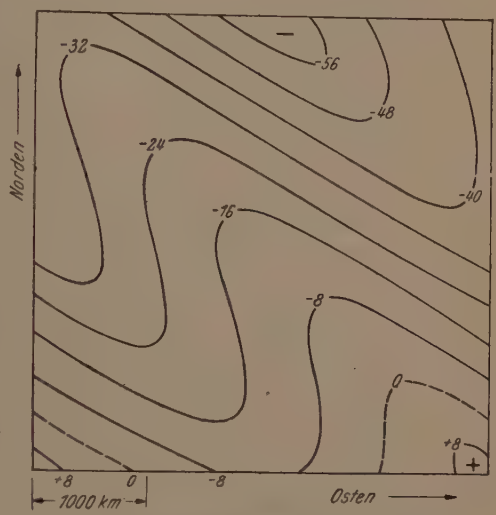


Abb. 3. ψ-Feld (Einheit: $10^6\ m^2/sec$); $\omega = \lambda$; $\lambda = 4000$ km; $U = 12$ m/sec; $\psi_k = 10 \cdot 10^6\ m^2/sec$; $c_1' = 6°/\text{Tag}$; $d = 666$ km; $\Delta t \approx 24$ Stunden

3. Fall: $\omega = 2\lambda$ (Gl. 21).

Für $c_1' = 0$, $c_1' = 6°/\text{Tag}$ und $c_1' = 4°/\text{Tag}$ lassen sich die in Tabelle 3 enthaltenen Kriterien ableiten.

Tabelle 3. *Zeitintervalle* Δt für $\omega = 2\lambda$ (10^5 sec)

λ	$d = 1000$ km			$d = 666$ km			$d = 333$ km		
	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°/\text{Tag}$	$c_1' = 6°/\text{Tag}$	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°/\text{Tag}$	$c_1' = 6°/\text{Tag}$	$c_1' = 0$	$c_1' = 4°/\text{Tag}$	$c_1' = 6°/\text{Tag}$
$4\,d$	7,09	1,95	1,43	10,6	1,53	1,07	21,7	0,86	0,58
$6\,d$	3,14	1,45	1,13	4,68	1,29	0,95	9,23	0,83	0,54
$8\,d$	1,76	1,06	0,88	2,64	1,06	0,82	5,28	0,76	0,53
$0\,d$	1,13	0,80	0,69	1,74	0,86	0,70	3,23	0,70	0,50
$2\,d$	0,78	0,61	0,54	1,18	0,71	0,59	2,35	0,64	0,47

Tabelle 3 gibt für $\omega = 2\lambda$ die einzelnen Kriterien für die Gleichheit des räumlichen mit dem zeitlichen Mittelwert in einer barotropen Strömung

an. Die Bedingungen für $\Delta t \approx 24$ Stunden und $d = 666$ km sind wiederum einfach dieser Tabelle zu entnehmen.

Das Strömungsbild weist die Form der Abb. 4 auf.

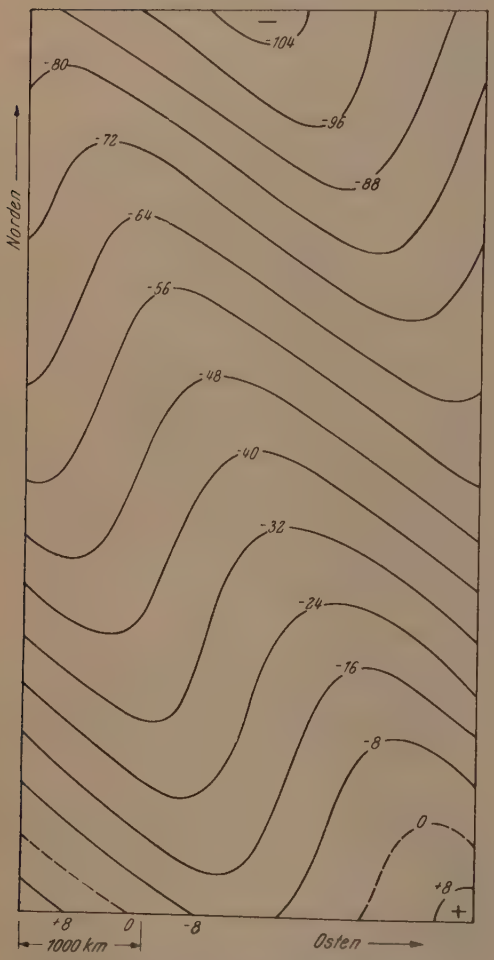


Abb. 4. ψ-Feld (Einheit: 10^6 m²/sec); $\omega = 2\lambda$; $\lambda = 4000$ km; $U = 12$ m/sec; $\psi_k = 10 \cdot 10^6$ m²/sec; $c_1' = 6^0$/Tag; $d = 666$ km; $\Delta t \approx 24$ Stunden

Auch hier (Abb. 4) folgt periodisch Trog — Keil — Trog usw. Die Trogachse ist um 67,5 Grad zur West-Ostrichtung geneigt. Eine reale Geschwindigkeitsverteilung ist gegeben.

Für andere Wellenlängen, z. B. für $\lambda = 5000$ km (für $\Delta t \approx 24$ Stunden; $d = 666$ km) lassen sich ähnliche in der Natur vorkommende Felddarstellungen angeben.

4. Fall: $\omega = \frac{\lambda}{2}$ [Gl. (23)].

Für $\omega = \frac{\lambda}{2}$ kann man ebenfalls — wie bisher — Kriterien für eine

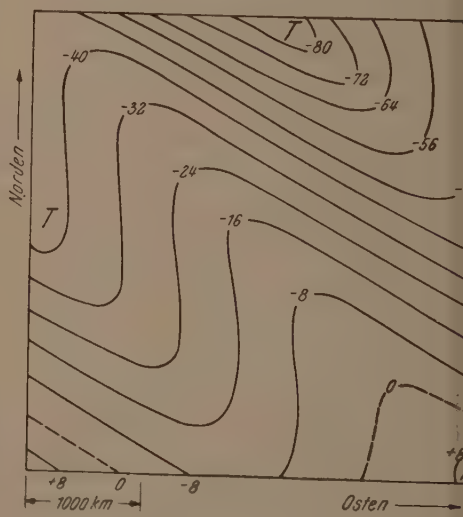


Abb. 5. H-Feld (Einheit: 10^2 m²/sec²); $\omega = \lambda$; $\lambda = 4000$ km; $\psi_k = 10 \cdot 10^6$ m²/sec; $U = 12$ m/sec; $c_1' = 6^0$/Tag

Übereinstimmung des räumlichen mit dem zeitlichen Mittelwert in einer barotropen Strömung ableiten. In diesem Fall ist die Trogachse im Strömungsfeld zur West-Ostrichtung um 22,5 Grad geneigt.

Um den Unterschied zwischen dem autobarotropen Strömungsfeld

und dem dazugehörigen Geopotentialfeld feststellen zu können, soll noch eine Geopotentialfelddarstellung gegeben werden. Es läßt sich zeigen, daß der qualitative Unterschied zwischen beiden Feldern gering ist. Greift man auf Gl. (26) zurück, so erhält man folgende Felddarstellung des Geopotentials (Abb. 5).

Vergleicht man die Strömungsverteilung (Abb. 3) mit der dazugehörigen Geopotentialverteilung (Abb. 5), so erkennt man fast keinen qualitativen Unterschied. Der Gradient wird lediglich im Bereich des Keiles etwas abgeschwächt, hingegen im Bereich des Troges etwas verstärkt. Diese Ähnlichkeit kann auch für die anderen dargestellten Strömungsfelder nachgewiesen werden. Der qualitative Unterschied zwischen beiden Felddarstellungen ist vernachlässigbar klein. Es ist daher in den hier vorliegenden Fällen erlaubt, Untersuchungen über räumliche und zeitliche Mittelwerte in einem Geopotentialfeld nicht in diesem Feld selbst, sondern im dazugehörigen autobarotropen Strömungsfeld durchzuführen.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: Das partikuläre Integral [Gl. (8)] der divergenzfreien barotropen Vorticity-Gleichung gestattet Darstellungen von autobarotropen Strömungsfeldern. Theoretisch können in dieser barotropen Modellvorstellung der Atmosphäre verschiedene Verlagerungsgeschwindigkeiten c_1 und c_2 bzw. verschiedene Wellenlängen der Strömung vorkommen. Das partikuläre Integral umfaßt ein ganzes Wellenlängenspektrum, sowohl in der Ausbreitungsrichtung West-Ost, als auch Süd-Nord. Anderseits ist aber die Beziehung ${}_{-1}\widehat{H}_{+1} = \bar{H}_0$ für $\Delta t = 24$ Stunden und $d = 666$ km statistisch einwandfrei gesichert. Wir haben somit ein Kriterium zur Abschätzung möglicher Vorgänge in der Atmosphäre in der Hand und können auf diese Weise z. B. aus dem Wellenlängenspektrum Wellenlängen aussondern, die nicht bevorzugt in der Natur vorkommen. Die vorangegangene Diskussion hat gezeigt, daß bei einer vorgegebenen Verlagerungsgeschwindigkeit c_1' nur bestimmte Wellenlängen auftreten können. Dadurch gelingt es auch, Aussagen über den zonalen Grundstrom U zu machen. Ferner konnten wir feststellen, daß verschiedene Verhältnisse zwischen λ und ω möglich sein können.

In der hier vorliegenden Arbeit wurde zum erstenmal versucht, das Ergebnis von H. Reuter auf eine Modellatmosphäre anzuwenden. Einerseits kann dadurch ein tieferes Verständnis für die Zusammenhänge zwischen dem räumlichen und dem zeitlichen Mittel einer Geopotentialverteilung geschaffen werden, anderseits aber erhält man dadurch eine neue Möglichkeit, ein Modell markanter zu formulieren.

Die hier durchgeführten Untersuchungen stellen nur einen Anfang dar und sollen eine Anregung sein. Offenbar führt der nächste Schritt zu Untersuchungen in einer baroklinen Atmosphäre. Die von Charney und Phillips [4] gegebene barokline Modellvorstellung der Atmosphäre scheint hierfür besonders geeignet zu sein; Untersuchungen in diesem Sinne sind bereits in Vorbereitung.

Für zahlreiche Diskussionsbemerkungen habe ich Herrn Prof. Dr. H. Reuter zu danken.

Literatur

1. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121—143 (1958).
2. — Methoden und Probleme der Wettervorhersage, S. 113. Wien: Springer. 1954.
3. Neamtan, S.: The Motion of Harmonic Waves in the Atmosphere. J. Met. **3**, 53—56 (1946).
4. Charney, J. G., und N. A. Phillips: Numerical Integration of a Quasi-geostrophic Equation for Barotropic and Simple Baroclinic Flows. J. Met. **10**, 71—99 (1953).

551.509.312

Vergleichende Untersuchungen zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung

Von

Franz Huber-Pock, Wien

Mit 5 Textabbildungen

Zusammenfassung. An Hand einer konkreten Wetterlage wird gezeigt, daß die Güte einer 24stündigen Vorhersage des Wirbelfeldes der 500 mb-Fläche durch graphische Integration der barotropen Wirbelgleichung wesentlich von der Gitterdistanz abhängt, mit welcher das räumliche Mittel des Geopotentials gebildet wird. Als optimaler Wert für die Vorausberechnung des Wirbelfeldes ergibt sich eine Gitterdistanz von 1000 km. Ein mit dieser Distanz bestimmtes Mittelfeld weist größte zeitliche Konstanz auf. Auch der Erfolg der Berechnung der Änderung der Geopotentialverteilung bei vorgegebener Änderung des Wirbelfeldes (graphische Lösung der Poisson-Gleichung) mit Hilfe der bekannten Fjörtoftschen Näherungslösung wird weitgehend durch die Wahl der Gitterdistanz bestimmt. Es zeigt sich, daß die günstigste Gitterdistanz in diesem Fall rund 600 km ist.

Summary. It is shown by a given weather situation that the quality of a 24-hour forecast of the velocity field of the 500 mb-surface on the basis of graphic integration of the barotropic vorticity equation depends in first line on the lattice distance by which the three-dimensional mean value of the geopotential is determined. The optimum value for the precalculation of the vorticity field is a lattice distance of 1000 km. An average field determined with this distance shows maximal constancy in time. The success of calculating the variation of the distribution of the geopotential in relation to a given variation of the vorticity field (graphical solution of the Poisson equation) by means of the approximative method of Fjörtoft is dependent to a great extent on the lattice distance too: in this case, the most suitable lattice appears to be about 600 km.

Résumé. Sur la base d'une situation météorologique donnée, on montre que le succès d'une prévision pour vingt-quatre heures du champ tourbillonnaire de la surface de 500 mb à partir de l'intégration graphique de l'équation barotrope dépend de la grandeur des mailles du réseau carrelé servant à établir le géopotentiel moyen. Le carrelage le meilleur est celui de 1000 km de côté, car un champ de cette unité de surface présente la plus grande stabilité dans le temps. Le choix du carrelage joue aussi un

rôle important pour le calcul de la variation de la distribution du géopotentiel sur la base d'un changement donné du champ de tourbillons à l'aide du procédé d'approximation de FJÖRTOFT; dans ce cas le côté le plus avantageux est celui de 600 km environ.

I. Theoretische Grundlagen

Die numerische, exakte Lösung der barotropen, divergenzfreien Vorticity-Gleichung ist bekanntlich nur mit Einsatz kostspieliger elektronischer Rechenautomaten durchführbar. Dieser Umstand bedeutet für viele kleine Wetterdienste den Verzicht auf die Anwendung der numerischen Wettervorhersage im täglichen Dienst. Erst FJÖRTOFT [*1*] konnte durch seine Methode der graphischen Integration willkommene Abhilfe schaffen.

Die barotrope, geostrophisch-approximierte Wirbel- oder Vorticity-Gleichung lautet bei zweidimensionaler Betrachtung bekanntlich:

$$\frac{\partial \eta_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial \eta_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial \eta_g}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

In (1) bedeuten:

$$\eta_g = \frac{g}{f} \nabla^2 Z_0 + f$$

$$u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial Z_0}{\partial y} \qquad v_g = \frac{g}{f} \frac{\partial Z_0}{\partial x} \tag{1a}$$

Z = absolute Topographie

$f = 2\,\omega \cdot \sin\varphi$ (Coriolisparameter)

Für Gl. (1a) kann aber auch geschrieben werden, wenn man endliche Differenzen einführt,

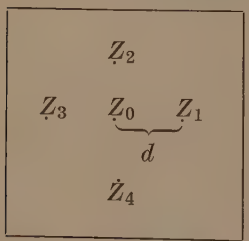


Abb. 1. Wahl der Gitterpunkte bei der numerischen Integration

$$\frac{g}{f} \nabla^2 Z_0 + f = \frac{4\,m^2\,g}{d^2 \cdot f} [(\bar{Z}_0 - Z_0) + f] \tag{1b}$$

In Gl. (1b) ist

$$m = \frac{2}{1 + \sin\varphi}$$ Projektionsfaktor

$$\bar{Z}_0 = \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4}{4}$$ räumliches Mittel (s. Abb. 1)

Z_0 = Zentralwert (s. Abb. 1)

d = Distanz (Gitterdistanz).

Setzen wir Gl. (1b) in (1a) und (1a) in Gl. (1) ein, dann erfolgt nach entsprechenden Umwandlungen:

$$\partial/\partial t\,(\bar{Z}_0 - Z_0) = -\,\mathfrak{v}\,\nabla_2\,(\bar{Z}_0 + G_{(\varphi)} - Z_0) \tag{2}$$

wobei $G_{(\varphi)} = \int_0^{\varphi} \frac{\omega^2 d^2}{m^2 g} \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi$ ist.

Gl. (2) kann, da $G_{(\varphi)}$ zeitlich konstant ist, umgeformt werden zu

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{Z}_0 + G_{(\varphi)} - Z_0) = \frac{g}{f} J(\overline{Z}_0 + G_{(\varphi)} - Z_0, Z_0) \tag{3}$$

Hiebei steht J für den Jakobi-Operator, aus dessen Definition die Transformationsregel

$$J(\alpha, \beta) = J(\alpha, \beta + \alpha)$$

folgt, vorausgesetzt, daß α und β skalare Felder sind (s. PETTERSSEN [3])

Wenden wir diese Beziehung auf Gl. (3) an, dann ergibt sich

$$\partial \xi / \partial t = g/f J(\xi, Z^*) \tag{4}$$

wenn $\xi = \overline{Z}_0 + G_{(\varphi)} - Z_0$ und

$Z^* = \overline{Z}_0 + G_{(\varphi)}$ ist.

Gl. (1) und (4) stellen Poissonsche Gleichungen dar, die gelöst werden müssen, um zur Vorhersage der Höhe einer Druckfläche zu kommen. Die Lösung geht in dem bekannten Verfahren der numerischen Integration (z. B. REUTER [4]) und anschließender Relaxation vor sich. Die numerische Integration bedient sich hiebei in erster Linie der Gl. (1). Demgegenüber bestand die besondere Leistung FJÖRTOFTS in der Idee, die vielen zeitlichen Einzelschritte der numerischen Integration, bei welchen jeweils immer wieder auf das Ausgangsfeld zurückrelaxiert werden muß, durch Einführung eines konservativen, advektierenden Feldes auf einen einzigen Integrationsschritt zu reduzieren. Dies wird erreicht durch die oben angeführte Transformation von Gl. (3) auf Gl. (4), wobei die Größe Z^* als steuerndes (advektierendes) Feld eingeht. Das Z^*-Feld ist aber offensichtlich wesentlich konservativer als das Z_0-Feld. Außerdem kann man leicht zeigen, daß die Identität

$$\mathfrak{v}_g \cdot \nabla \xi = \mathfrak{v}_g^* \nabla \xi$$

gilt, was nichts anderes besagt, als daß die Advektion in einem Z^*-Feld der in einem Z_0-Feld dem Betrag nach gleich ist. In obiger Identitätsbeziehung bedeutet $\mathfrak{v}_g^*$ den geostrophischen Windvektor parallel zu den Linien $Z^* = \text{const}$. Die graphische Lösung der Gl. (4) wird erreicht durch Verlagerung der Linien $\xi = \text{const}$. in Richtung und mit Geschwindigkeit des Vektors $\mathfrak{v}_g^*$ (Einzelheiten dieses Vorganges s. REUTER [4]).

Die mit obigem Verfahren gewonnene neue ξ-Verteilung liefert subtrahiert vom anfänglichen ξ-Feld $\Delta\xi$. Der nächste Schritt besteht in der Rückermittlung des ΔZ_0-Feldes aus $\Delta\xi$.

Aus dem vorhergehenden erklärt sich die Beziehung:

$$\Delta\xi = \Delta\overline{Z}_0 - \Delta Z_0 \tag{5}$$

Das Zeichen Δ steht hier für endliche Differenzen. Ferner gilt die Identität:

$$\Delta Z_0 \equiv -(\overline{\Delta Z}_0 - \Delta Z_0) - (\overline{\overline{\Delta Z}}_0 - \overline{\Delta Z}_0) - \ldots = -\Delta\xi - \overline{\Delta\xi} - \overline{\overline{\Delta\xi}} \ldots$$

d. h. die Änderung der Höhe einer Isobarfläche kann aus der fortgesetzten

Mittelung des $\Delta\xi$-Feldes ermittelt werden. Aus Konvergenzuntersuchungen folgerte schließlich FJÖRTOFT, daß die Beziehung

$$\Delta Z_0 = -\Delta\xi - 2\overline{\Delta\xi}$$

als erste Näherung zu sehr brauchbaren Ergebnissen führt.

FJÖRTOFT [*1*] fand, daß, um eine Integration für 24^h in einem Schritt vorzunehmen, die räumliche Mittelung über eine Distanz von $d = 12°$, d. i. auf 60° nördlicher Breite bei polar-stereographischer Projektion 666 km, vorgenommen werden kann. Auch bei der Rückberechnung von ΔZ_0 aus $\Delta\xi$ wird eine solche Distanz d verwendet. Die Wahl von d ist für die graphische Integration in dreierlei Hinsicht von großer Bedeutung:

1. kann angenommen werden, daß die Wahl von d die Konservativität des advektierenden Z^*-Feldes sowie die ξ-Verteilung beeinflußt,

2. geht der Einfluß der Erdrotation durch die Größe $G_{(\varphi)}$ mit dem Gewicht d^2 ein, und

3. kann man zeigen, daß für d ein optimaler Wert bei der Rückberechnung von ΔZ_0 aus $\Delta\xi$ gefunden werden kann.

Da der von FJÖRTOFT für die Distanz d angegebene Wert von 600 km nicht von vornherein als der optimalste angesehen werden muß (das haben die Untersuchungen ESTOQUES [*2*] bei Erweiterung der graphischen Integration auf barokline Modelle bereits gezeigt), wird in der vorliegenden Arbeit versucht, die Bedeutung der unter den obigen Punkten 1., 2. und 3. angeführten Umstände zu klären, d. h. festzustellen

ad 1. und 2., welche Distanz d das am meisten konservative, advektierende Feld Z^*, die genaueste ξ-Verteilung und die beste Prognose für ξ liefert, und

ad 3., welche Distanz d den optimalsten Wert bei der Rückermittlung des ΔZ_0-Feldes aus $\Delta\xi$ bildet.

II. Auswertung der Wetterlage vom 1. bis 2. Oktober 1950, $03 - 03^h$ GMT

a) Graphische Integration mit $d = 12°$ oder 666 km

Für die Wetterlage vom 1. bis 2. Oktober 1950 wurde zunächst bei einer Distanz von $d = 12°$ oder 666 km die graphische Integration durchgeführt. Abb. 2 zeigt das Ausgangsfeld ξ und Z^*. Abb. 3 a und b stellen das wirklich eingetretene und vorhergesagte Wirbelfeld dar. Man kann aus den beiden vorliegenden Karten ersehen, daß die eingetretene Verschiebung der Wirbelgebilde im großen und ganzen recht gut erfaßt wurde, wenn auch stellenweise erhebliche Unterschiede vorkommen. Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten an 60 Gitterpunkten zwischen dem wirklichen und dem vorhergesagten Wirbelfeld ergab den Wert $r = 0{,}61$.

b) Graphische Integration mit $d = 18°$ oder 1000 km

Um den Unterschied in der Güte der Vorhersage des Wirbelfeldes gegenüber der 666 km-Integration abschätzen zu können, wurde nunmehr das ξ-Feld und Z^*-Feld auch für eine Distanz $d = 1000$ km be-

rechnet und die graphische Integration durchgeführt. Abb. 4 zeigt wieder die Ausgangsverteilung. Die rein visuelle Betrachtung der Karten in Abb. 5a und b zeigen eine schon sehr befriedigende Übereinstimmung. Der Korrelationskoeffizient zwischen den vorhergesagten und den eingetretenen Werten des Wirbelfeldes ergab an insgesamt 40 Gitterpunkten $r = 0{,}78$, also ein offensichtlich besseres Ergebnis. Dies erscheint allerdings durch zweierlei Gründe bedingt zu sein:

1. durch die zunächst vermutete größere Konservativität des Z^*-Feldes und
2. durch das ausgeglichenere Wirbelfeld, in welchem die kleinen Störungs- und Deformationsgebilde, die bei $d = 666$ km mitunter noch auftreten, weitgehend eliminiert sind (vgl. Abb. 2 mit Abb. 4).

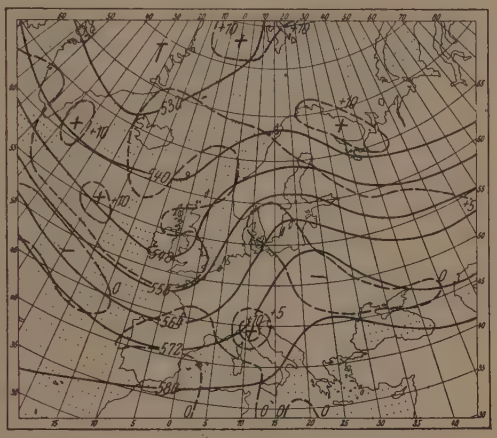
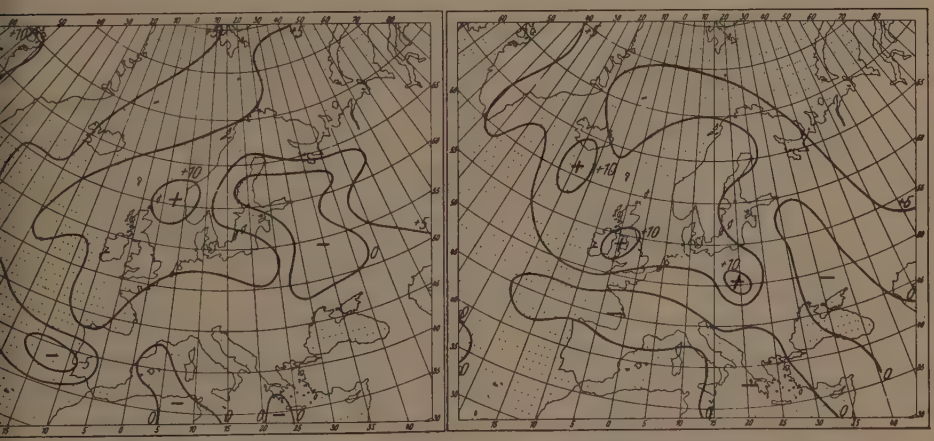


Abb. 2. Wirbelverteilung ξ (strichliert) und Z^*-Feld (voll) am 1. Oktober 1950, 500 mb, 03^h GMT, $d = 666$ km



a) tatsächliches Wirbelfeld ξ OBS b) vorhergesagtes Wirbelfeld ξ PROG

Abb. 3. Wirbelverteilung am 2. Oktober 1950, 500 mb, 03^h GMT, $d = 666$ km

c) Graphische Integration mit verschiedenen d-Werten

ξ = *ermittelt mit* $d = 666$ *km*, Z^* = *ermittelt mit* $d = 1000$ *km*.

In Anlehnung an ein Vorgehen, das SISTRYGSSON und WIIN-NIELSEN [5]

verfolgten, wurde der Gedanke gefaßt, ein 666 km-ξ-Feld mit einem 1000 km-Z^*-Feld zu steuern, da man zunächst annehmen konnte, daß sich

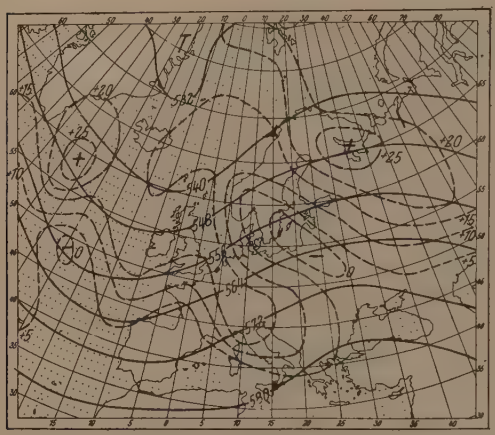
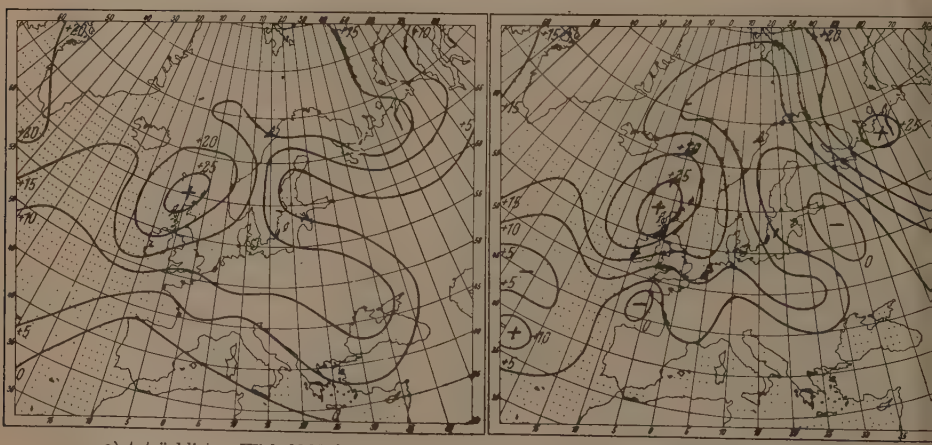


Abb. 4. Wirbelfeld ξ (strichliert) und Z^*-Feld (voll) am 1. Oktober 1950, 500 mb, 03h GMT, $d = 1000$ km

1. mit einer Distanz $d = 666$ km ermittelt, ein genaues Abbild der Wirbelverteilung ohne zu großes Ausgleichen (smoothing) ergibt, und

2. mit einer Distanz $d = 1000$ km ein sehr konstantes advektierendes Feld gewonnen werden kann.

Der bei diesem Verfahren berechnete Korrelationskoeffizient zwischen den vorhergesagten und eingetretenen Werten des Wirbelfeldes ergab jedoch an 60 Gitterpunkten ein sehr schlechtes Ergebnis, nämlich nur $r = 0{,}36$. Dieses Ergebnis führt zwangsläufig zu dem Schluß, daß es nicht gestattet ist, bei der Steuerung



a) tatsächliches Wirbelfeld ξ OBS b) vorhergesagtes Wirbelfeld ξ PROG

Abb. 5. Wirbelverteilung am 2. Oktober 1950, 500 mb, 03h GMT, $d = 1000$ km

der Wirbelgebilde die Distanzen willkürlich zu verändern, da dies Inkonsistenzen mit sich bringt. (Dies scheint allerdings nur für die graphische Integration zu gelten, da die beiden oben erwähnten Autoren mit ihrer Methode bei der numerischen Integration gute Erfolge erzielten.)

d) Konstanzuntersuchung des Z^*-Feldes

Der vorhergehende Abschnitt zeigt zwar eindeutig, daß die besten Ergebnisse bei graphischer Integration mit einer Distanz $d = 1000$ km erreicht werden, doch läßt dieses Ergebnis nicht unbedingt den Schluß zu, daß dies durch die höhere zeitliche Beständigkeit des Z^*-Feldes verursacht ist. Tatsächlich spielt ja auch das von d und $G_{(\varphi)}$ abhängige ξ-Feld eine Rolle. Um nunmehr auf die Konstanz des Z^*-Feldes einen eindeutigen Schluß ziehen zu können, wurden die in Gl. (4) implizit auftretenden Gradienten $\frac{\Delta Z^*}{\Delta x}$ und $\frac{\Delta Z^*}{\Delta y}$ am 1. Oktober 1950, 03^h GMT mit denen vom 2. Oktober, 03 ^{h} GMT korreliert. Nach Fjörtoft müssen diese eine besonders konservative Größe darstellen, d. h. der Wert der Ausgangslage muß mit dem des Folgetages weitgehend übereinstimmen. Eine hohe Korrelation zwischen den beiden Werten muß deshalb die Konstanz erweisen.

Tabelle 1 zeigt die Korrelationskoeffizienten für die Gradienten:

Tabelle 1. *Korrelationskoffizienten am 1. und 2. Oktober 1950, 500 mb, 03^h GMT*

$\Delta Z^*/\Delta y$	Nord-Süd-Gradient	$\Delta Z^*/\Delta x$	West-Ost-Gradient
d	r	d	r
1000 km	0,98	1000 km	0,69
666 km	0,72	666 km	0,72

Aus dieser Aufstellung ersehen wir, daß vor allem der Nord-Süd-Gradient bei $d = 1000$ km besonders konservativ ist. Gerade dieser aber bestimmt die West-Ost-Komponente des Vektors v_g^*, mit welcher sich die großräumigen Störungen im Wirbelfeld westöstlich verlagern. Bei den meridionalen Gradienten erscheint die Vergrößerung des d-Wertes keinen Vorteil zu bringen. Die meridionale Verschiebung der Wirbelgebilde tritt jedoch im allgemeinen hinter die zonale zurück, so daß es tatsächlich empfehlenswert erscheint, mit einer Distanz $d = 1000$ km zu arbeiten, um zu einer optimalen Lösung bei der graphischen Integration zu kommen.

e) Die Rückermittlung der ΔZ_0-Werte aus dem $\Delta\xi$-Feld

Um einen klaren Überblick über die Voraussetzungen einer optimalen Rückermittlung der ΔZ_0-Werte aus dem Änderungsfeld der Wirbelgröße zu bekommen, wurde ein zunächst vielleicht ungewöhnlich anmutender Weg beschritten:

Die Rückberechnung der ΔZ_0-Verteilung aus einem prognostizierten $\Delta\xi$-Feld beinhaltet selbstverständlich auch Fehler der Wirbelfeldprognose (also z. B. Fehler des Modells), so daß es sehr schwierig ist, den tatsächlichen Fehler des Rückermittelns festzustellen. Deshalb wurde aus einem bereits bekannten ΔZ_0-Feld an einer Anzahl von Gitterpunkten die Verteilung $\Delta\xi$ berechnet. Da die Beziehung

$$\nabla^2 \Delta Z_0 \equiv \Delta \xi$$

gilt, konnte mit Hilfe des so gewonnenen $\Delta\xi$-Feldes nunmehr wieder mit der Fjörtoft-Formel

$$\Delta Z_0 = -\Delta\xi - 2\overline{\Delta\xi}$$

auf ΔZ_0 zurückgegangen werden. Bei diesem Vorgehen wurden jedoch verschiedene Gitterdistanzen gewählt, um den für die Rückberechnung optimalen Wert feststellen zu können. Die Korrelationskoeffizienten, die sich zwischen den tatsächlichen und den zurückberechneten Werten ergeben haben, sind aus Tabelle 2 zu ersehen.

Tabelle 2. *Korrelationskoeffizienten der Werte ΔZ_0 mit dem zurückgemittelten ΔZ_0*

d in km	r
1000	0,86
780	0,94
390	0,31

Daraus zeigt sich eindeutig, daß ΔZ_0 aus $\Delta\xi$ offensichtlich bei einer Gitterdistanz zwischen 600 und 800 km am besten ermittelt werden kann.

Der Korrelationskoeffizient für das beobachtete und das berechnete Isohypsenfeld ergab sich für den vorliegenden Fall zu $r = 0{,}71$, wenn bei der Rückermittlung mit $d = 1000$ km gerechnet wird und man von der unter b) erwähnten Integration ausgeht. Bei dieser Gelegenheit sei auch erwähnt, daß die von ESTOQUE [2] geäußerte Vermutung, daß bei einer Distanz $d = 1000$ km $\Delta Z_0 = \Delta\xi$ gesetzt werden könne, sich leider nicht bestätigt hat. Ein diesbezüglicher praktischer Versuch ergab einen Korrelationskoeffizienten von $r = 0{,}05$. Dieses Ergebnis ist nicht überraschend, wenn man sich vor Augen hält, daß, wenn die Vermutung von ESTOQUE sich doch bewahrheiten sollte, die Bedingung

$$\nabla^2 \Delta Z_0 \cong \Delta Z_0$$

gelten müßte. Das ist aber offensichtlich nicht der Fall.

In Anlehnung an das Ergebnis in Tabelle 2 wurde zuletzt der Gedanke gefaßt, ob sich das mit der Distanz 1000 km rückberechnete ΔZ_0-Feld Ergebnis nicht verbessern ließe, wenn man beim Rückermitteln eine kleinere Distanz $d = 666$ km wählt. In der Tat zeigt sich, daß bei einer solchen Distanzverkleinerung der Korrelationskoeffizient zwischen dem beobachteten und vorhergesagten Isohypsenfeld einen Wert $r = 0{,}84$ ergibt. Die kleinere Distanz ist also zweifelsohne günstiger.

III. Ergebnisse

Es zeigt sich, daß bei der graphischen Integration und den Konstanzuntersuchungen des Z^*-Feldes die Distanz $d = 1000$ km imstande ist, optimale Ergebnisse zu liefern, weil

1. das 1000 km-Z^*-Feld weitgehend zeitlich beständiger als das 666 km-Z^*-Feld ist, und

2. das 1000 km-ξ-Feld vermutlich neben Ausmerzung unwichtiger Details auch die Erdrotation durch $G_{(\varphi)}$ mit dem Gewicht d^2 in angemessener Weise eingehen läßt.

Bei der Rückermittlung hingegen können optimale Werte durch Verringerung der Distanz auf 666 km erreicht werden.

Da die in der vorliegenden Arbeit geführten statistischen Untersuchungen sich auf ein relativ großes geographisches Gebiet, in welchem die ver-

schiedensten Bewegungssysteme und Strömungsfelder auftraten, beziehen, darf man im großen und ganzen die gewonnenen Ergebnisse sicherlich verallgemeinern, obwohl eine Untersuchung an einer längeren Testreihe sehr wünschenswert wäre.

Für zahlreiche Diskussionsbemerkungen und wertvolle Anregungen sage ich Herrn Professor Dr. H. Reuter aufrichtigen Dank.

Literatur

1. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179—194 (1952).
2. Estoque, M. A.: A Prediction Model for Cyclone Development Integrated by Fjörtoft's Method. J. Met. **13**, 195—202 (1956).
3. Petterssen, S.: Weather Analysis and Forecasting, Vol. 1. New York, 1956.
4. Reuter, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage. Wien: Springer. 1954.
5. Sistrygsson, H., und A. Wiin-Nielsen: Experiments in Numerical Forecasting Using Space-Smoothed Fields. Tellus **9**, 296—312 (1957).

551.509.317:551.547

Ein statistisches Verfahren zur Verbesserung und Beschleunigung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung

Von

Franz Huber-Pock, Wien

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die graphische Integration der barotropen Wirbelgleichung wird bekanntlich in zwei Schritten durchgeführt: 1. Verlagerung der Linien gleicher Wirbelgröße mit dem räumlich gemittelten und daher sehr konservativen geostrophischen Stromfeld. 2. Rückermittlung des Höhendruckfeldes aus dem Änderungsfeld der Wirbelgröße durch ein Näherungsverfahren nach FJÖRTOFT.

Letzterwähntes Verfahren kann durch ein statistisches Vorgehen vermieden und damit die gesamte Integration wesentlich beschleunigt werden. Außerdem kann man zeigen, daß das Verfahren auf eine allgemeinere Grundlage gestellt wird, da bei der Fjörtoft-Näherung (mit deren Hilfe die Poisson-Gleichung gelöst wird) spezielle, die Allgemeinheit einschränkende Voraussetzungen gemacht werden, um das Vorgehen zur Konvergenz zu bringen.

An Hand einer konkreten Wetterlage, auf welche die Methode angewandt wird, zeigt sich, daß die durch Kombination von Statistik und Dynamik gewonnene Wirbelverteilung der nur durch reine Steuerung erhaltenen leicht überlegen ist. Deshalb kann die Integration mit Erfolg auf einen 48stündigen Zeitraum ausgedehnt werden. Gleichzeitig bedingt der Wegfall der bei dem bisherigen Rückermittlungsprozeß angewendeten räumlichen Mittelungen eine wesentliche Beschleunigung des Verfahrens, insbesondere da punktweise und mit Einsatz von Rechenmaschinen gearbeitet werden kann.

Summary. The graphic integration of the barotropic vorticity equation usually is carried out by two steps: First, displacement of the lines of equal magnitude of vorticity on the basis of the space-averaged and therefore very conservative geostrophic current field. Secondly, redetermination of the high altitude pressure field from the variation field of the vorticity values by means of an approximation method of FJÖRTOFT. The latter method can be avoided by using a statistical procedure which accelerates considerably the whole integration. Furthermore, it can be shown that the procedure is placed on a more general basis as the Fjörtoft approximation

(by which the Poisson equation is solved) requires special restrictive conditions to assure convergence.

A concrete example treated by this method shows that the vorticity distribution determined by combination of statistics and dynamics is somewhat superior to that obtained from the sole steering effect. Therefore, the integration can be extended successfully to a 48 hour period. At the same time, by avoiding averaging over space as applied in the former procedure, a considerable acceleration of the method is made possible, particularly as calculations can be carried out from point to point and with the aid of calculation machines.

Résumé. On sait que l'intégration graphique de l'équation barotrope du tourbillon se fait en deux étapes: 1. déplacement des lignes équitourbillonnaires à l'aide du champ de courant géostrophique moyenné par plages et par conséquent très conservatif; 2. calcul du champ moyen de pression en altitude à partir du champ de variation de tourbillon par le procédé approché de Fjörtoft. Ce dernier peut être évité par une méthode statistique ce qui rend l'intégration plus rapide. En outre on peut généraliser le procédé de Fjörtoft (permettant de résoudre l'équation de Poisson) qui suppose certaines conditions restrictives pour assurer la convergence.

Un exemple concret montre que par combinaison de la statistique et de la dynamique, la distribution du tourbillon établie par la nouvelle méthode est préférable à celle qui résulte de l'emploi pur et simple des cartes de vent en altitude. Il est donc possible d'appliquer l'intégration à une période de 48 heures. En outre la nouvelle méthode s'avère plus rapide, surtout du fait que l'on peut procéder par points et faire appel à une machine à calculer.

I. Theoretische Grundlagen

Die Rückermittlung des Höhendruckfeldes aus dem Änderungsfeld der Wirbelgröße wird in erster Näherung bei der graphischen Integration mit Hilfe der bekannten Fjörtoft-Formel [*1*]

$$\Delta Z_0 = -\Delta\xi - 2\Delta\bar{\xi}^{1} \tag{1}$$

durchgeführt. Diese Formel gilt allerdings nur unter bestimmten, die Allgemeinheit einschränkenden Voraussetzungen (s. dazu Fjörtoft [*1*] und H. Pichler [*2*]). Weiters ist der Erfolg der Rückberechnung weitgehend von der Gitterdistanz, mit welcher rückermittelt wird, abhängig (s. Huber-Pock [*3*]).

Gegenüber dieser Näherungsmethode und dem Relaxationsverfahren in der numerischen Integration kann man als dritte Möglichkeit eine statistische Methode zur Lösung der Poisson-Gleichung einführen. Sie hat den Vorteil einer wesentlichen Abkürzung der anfallenden Arbeit bei der Lösung der Gl. (1). Außerdem fallen die obenerwähnten Einschränkungen weitgehend weg bzw. eine empirisch-statistisch gesicherte Beziehung tritt an die Stelle der bisherigen Voraussetzungen, die notwendig waren, um Gl. (1) konvergieren zu lassen.

Im Zuge der Untersuchungen zur Aufstellung einer mittelfristigen Wettervorhersage gelang es Reuter [*4*] zu zeigen, daß zwischen dem

[1] ξ = Wirbelgröße, $\Delta\xi$ = räumliches Mittel des Wirbeländerungsfeldes.

räumlichen Mittel $\bar{Z}$ der Höhe einer Isopotentialfläche und dem zeitlich übergreifenden Mittel $\widehat{Z}$ bei Wahl einer bestimmten Gitterdistanz, mit der räumlich gemittelt wird, eine außerordentlich hohe Korrelation besteht. REUTER untersuchte diesen Zusammenhang an Hand von etwa 1000 Wetterlagen bzw. Höhenwetterkarten der 850 mb-Fläche, die jeweils im zeitlichen Intervall von 12 zu 12 Stunden verfügbar waren. Im Zuge dieser Untersuchung mußte die Gültigkeit der Beziehung

$$\bar{Z} \simeq \widehat{Z} \tag{2}$$

bewiesen werden. Gl. (2) kann auch geschrieben werden

$$^1/_5 (Z_{-1p} + Z_{0a} + Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p}) \cong \bar{Z}_{0a} \tag{2a}$$

oder etwas umgeformt

$$\frac{5\,\bar{Z}_{0a} - (Z_{0a} + Z_{-1p})}{3} = \frac{Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p}}{3} \tag{2b}$$

In den obigen Gleichungen bedeuten:

Z_{0a} = das räumliche Mittel zum Zeitpunkt der Prognose.
Z_{-1p} = der aktuelle Wert 12 Stunden vor diesem Termin.
Z_{0p} = 12 Stunden nach dem Prognosetermin (Stichtag).
Z_{1a} = 24 Stunden nach dem Prognosetermin (Stichtag).
Z_{1p} = 36 Stunden nach dem Prognosetermin (Stichtag).

Im vorliegenden Fall besteht zwischen räumlichem Mittel und zeitlichem Mittel eine leichte Asymmetrie, d. h. das zeitliche ist nicht symmetrisch übergreifend. Die Gründe hierfür sind vor allem synoptisch-technischer Natur (s. dazu REUTER [4]).

Aus den obigen Untersuchungen konnte bei einer Wahl für die Gitterdistanz von $d = 600$ km ein Korrelationskoeffizient $r = 0{,}93$ und eine Streuung von $\sigma = 2{,}9$ für die Beziehung (2) errechnet werden. Diese hohe Korrelation berechtigt, Gl. (2b) als Prognosenformel zu verwenden, wobei die Werte der linken Seite bekannt sind und die der rechten vorhergesagt werden sollen. Wir erhalten schließlich durch Einsetzen der aktuellen Werte in Gl. (2b) ein zeitliches Mittel als Vorhersage. Dieses reicht 36 Stunden in die Zukunft und überdeckt innerhalb dieses Bereiches ein 24 Stunden-Intervall. REUTER [4] konnte mit Hilfe der Gl. (2b) Vorhersagen der mittleren Höhendruckverteilung erstellen, die Korrelationskoeffizienten von $r = 0{,}86$ bis 0,98 erbrachten.

Bekanntlich gilt für die Wirbelgleichung in einer barotropen, divergenzfreien Atmosphäre nach FJÖRTOFT [1]:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\mathfrak{v}_g^* \nabla_2 \xi \tag{3}$$

wobei bedeutet:

$$\xi = \bar{Z} - Z_0 + G_{(\varphi)}.$$

$\mathfrak{v}_g^*$ ist der zum steuernden, konservativen Feld Z^* gehörige Windvektor

(s. FJÖRTOFT [1]). Gl. (3) kann nach Einführen endlicher Differenzen und mit Hilfe des Jakobi-Operators geschrieben werden:

$$\Delta(\bar{Z} - Z_0) = \frac{g}{f} J(\xi, \bar{Z} + G_{(\varphi)}) \tag{4}$$

da die Funktion $G_{(\varphi)} = \int \frac{\Omega^2 d^2}{g m^2} \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi$ von der Zeit nicht abhängig ist.

$\bar{Z}$ = das räumliche Mittel der Höhe einer Isopotentialfläche
Z_0 = der Zentralwert derselben in geopotentiellen Metern.

Aus dem obigen kann leicht die Identität:

$$\Delta\bar{Z} - \Delta\xi \equiv \Delta Z_0 \tag{5}$$

abgeleitet werden.

Da $\Delta\xi$ durch die Verlagerung der Linien ξ = const. mit dem geostrophisch-approximierten, räumlich gemittelten Stromfeld im Zuge der graphischen Integration ermittelt werden kann, bleibt zur Bestimmung des zu erwartenden ΔZ_0-Feldes nur noch die Unbekannte $\Delta\bar{Z}$ übrig. Die Bestimmung derselben erfolgt jedoch mit Hilfe der Reuter-Statistik [4], welche Gl. (2b) als Prognoseformel lieferte. Mit Hilfe von Gl. (2b) wird ein 24stündiges Mittel vorhergesagt. Der Verfasser faßte in diesem Zusammenhang die Idee, den Grundgedanken der Reuter-Statistik umzukehren. Bei letzterer wird von einem räumlichen Mittel auf ein zeitliches geschlossen. Mit Gl. (2b) kann man ein zeitliches Mittel voraussagen und mit dessen Hilfe auf ein räumliches schließen, wenn die Beziehung

$$\bar{Z} \simeq \widehat{Z},$$

die REUTER [4] an einem 5-Werte-Mittel untersucht hat, auch bei dem 3-Werte-Mittel $^1/_3 (Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p})$ der Gl. (2b) gilt; denn dann muß die Identität

$$\bar{Z}_{1a} \cong {}_{0p}\widehat{Z}_{1p} \equiv (Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p})\,{}^1/_3 \tag{6}$$

gelten. Die Beziehung (6) wurde deshalb einer statistisch-empirischen Untersuchung an Hand von 180 Wetterlagen unterzogen. Dabei konnte ein Korrelationskoeffizient von $r = 0{,}97$ und eine Streuung $\sigma = 37{,}5$ gpm errechnet werden. Das ist gewiß ein außerordentlich hoher Wert und somit kann die Beziehung (6) als gesichert angesehen werden. Bemerkenswert ist auch die geringe Streuung, die innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit, die sich etwa bei 40 gpm bewegt, liegt. Es ist offensichtlich, daß dadurch mit Hilfe von Beziehung (6) eine Vorhersage des ΔZ-Feldes gelingt, d. h. einerseits wird vom Zeitpunkt $t = 0\,a$ ausgehend eine Steuerung der Linien ξ = const. bis zum 24 Stunden später liegenden Zeitpunkt $t = 1\,a$ durchgeführt, andererseits das ΔZ-Feld mit Hilfe der Beziehungen (2b) und (6) ebenfalls für den Zeitpunkt $t = 1a$ bestimmt. Damit sind aber alle Größen zur Lösung der Poisson-Gleichung (5) be-

kannt und das ΔZ_0-Feld kann leicht bestimmt werden. In der Praxis erfolgt die Lösung der Gl. (5) am besten numerisch an den einzelnen Gitterpunkten, was den Vorteil der größeren Genauigkeit und Geschwindigkeit hat. Der Wegfall der graphischen Mittelungen des $\Delta\xi$-Feldes, die zur Lösung der Gl. (1) durchgeführt werden müßten, bedeutet, wie leicht zu ersehen ist, eine außerordentliche Beschleunigung des Verfahrens.

Abgesehen von der Beschleunigung weist das Verfahren jedoch noch andere Vorteile auf, die wir im folgenden zusammenfassen können:

1. Mit Hilfe der Annahme $\bar{Z} = \widehat{Z}$ gelingt es, die Poisson-Gleichung unabhängig von speziellen, die Allgemeinheit einschränkenden Voraussetzungen (diese sind für das Konvergieren des Fjörtoft-Verfahrens notwendig) zu lösen. Freilich ist $\bar{Z} = \widehat{Z}$ eine neue Annahme, deren Gültigkeit jedoch statistisch als erwiesen betrachtet werden kann.

2. Durch das Eingreifen der Statistik (Vorhersage des $\bar{Z}$-Feldes) gelingt offensichtlich eine leichte Verbesserung der vorhergesagten ξ-Feldwerte. Bei der üblichen Fjörtoft-Integration bestimmt ja nur die geostrophische Advektion des ξ-Feldes die neuen ξ- und Z_0-Felder. Da außerdem barotrop gerechnet wird, können, abgesehen von den Effekten der sogenannten geostrophischen Vergenzen (Coriolisvariationseffekt), keinerlei Entwicklungen auftreten. Diese Einschränkung besteht bei der Statistik nicht, d. h. es ist denkbar, daß andere als nur barotrope Effekte („Entwicklungsimpulse") über das Änderungsfeld $\Delta\bar{Z}$ in die Betrachtungen gelangen.

3. Die unter 2. angeführten Umstände, daß über die barotropen hinaus auch andere Effekte mit einbezogen werden können, berechtigen zu der Annahme, daß die so statistisch verbesserten Felder eine Ausdehnung der Integration auf einen 48 Stunden-Zeitraum mit Erfolg gestatten. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß nach den ersten 24 Stunden nicht mit dem bis dahin gesteuerten ξ-Feld weitergesteuert werden darf, sondern mit dem aus dem neuen Z_0-Feld sich ergebenden neuen ξ- und Z^*-Feld zu arbeiten ist, da das gesteuerte Wirbelfeld mit dem aus der neuen Verteilung berechneten nicht identisch ist.

Um den obigen unter 1., 2. und 3. beschriebenen Sachverhalt zu überprüfen, wurde an Hand der später zu beschreibenden konkreten Wetterlage eine Reihe statistischer Untersuchungen durchgeführt; es wurde untersucht oder berechnet:

a) die Korrelation zwischen den wirklich eingetretenen Z_0-Werten und den vorhergesagten für die 24 Stunden- und 48 Stunden-Vorhersage, welche nach den hier beschriebenen statistisch-dynamischen Verfahren erstellt wurden,

b) derselbe Korrelationskoeffizient für die 24 Stunden-Vorhersage, welche im konventionellen, graphischen Verfahren nach FJÖRTOFT erstellt wurde,

c) der Korrelationskoeffizient zwischen den Wirbelfeldern, welche nur gesteuert wurden, und denen, die aus den unter Zuhilfenahme der Statistik [Gl. (2b)] ermittelten neuen Z_0-Feldern errechnet wurden.

Aus den Ergebnissen dieser unter a), b) und c) angeführten Untersuchungen kann man sich ein Bild machen, inwieweit die angeführte Methode zusätzlich zur Beschleunigung auch tatsächlich eine Verbesserung der vorhergesagten Werte mit sich bringt.

II. Überprüfung der Methode an der Wetterlage vom 24. bis 26. Februar 1958 im 500 mb-Niveau

Abb. 1 zeigt die Ausgangssituation am 24. Februar 1958 um 12^h GMT im 500 mb-Niveau. In Mitteleuropa und im Alpenraum herrscht zu diesem

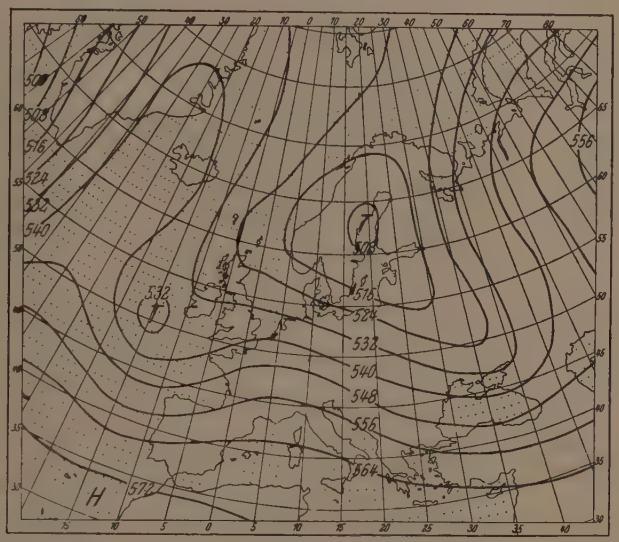


Abb. 1. Ausgangslage. Absolute Topographie der 500 mb-Fläche am 24. Februar 1958, 12^h GMT

Zeitpunkt eine nordwestliche Höhenströmung. In Abb. 2a und 2b ist die Prognose und die wirklich eingetretene Wetterlage für den 25. Februar 12^h GMT zu sehen. Man kann aus dem Vergleich der beiden Abbildungen ersehen, daß die im Alpenraum meist äußerst wetterwichtige Umstellung von NW-Strömung auf eine SW-Lage nicht nur qualitativ, sondern vielerorts auch quantitativ richtig erfaßt wurde. Auch die auf der Prognose des 25. Februar basierende 48 Stunden-Vorhersage (s. Abb. 3a) zeigt bemerkenswerte Übereinstimmung mit der wirklich eingetretenen Lage (s. Abb. 3b). Während im Falle der 24 Stunden-Vorhersage im wesentlichen nur ein Einschwenken des westeuropäischen Troges erfolgt, scheint sich dieser bei der 48 Stunden-Vorhersage merklich zu deformieren und zu vertiefen. Hierfür ist sicherlich die statistische Komponente der Methode verantwortlich. Bei Betrachtung der 48 Stunden-Vorhersagekarte (Abb. 3b) sei auch darauf hingewiesen, daß die Zyklogenese auf

50° N und 35—40° W, die aus den vorhergehenden Karten kaum zu ersehen war, überraschend gut erfaßt wurde. Offensichtlich ist auch hierfür die Statistik verantwortlich. Die statistischen Untersuchungen und Berechnungen der Korrelationskoeffizienten ergaben:

a) für die 24 Stunden-Vorhersage: $r = 0{,}94$, $\sigma = 5{,}6$.

b) für die 48 Stunden-Vorhersage: $r = 0{,}87$, $\sigma = 9{,}4$.

Für die 24 Stunden-Vorhersage wurde, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt unter b) angedeutet, auch das normale, konventionelle Fjörtoft-Verfahren angewendet. Der Korrelationskoeffizient zwischen Prognose und wirklich eingetroffener Lage ergab in diesem Fall $r = 0{,}90$, $\sigma = 8{,}8$. Weiterhin wurden zwischen den gesteuerten und den wirklich eingetretenen Wirbelfeldern einerseits sowie den statistisch-dynamisch ermittelten und gesteuerten andererseits die Korrelationskoeffizienten bestimmt:

c) Korrelationskoeffizienten zwischen statistisch-dynamischem und wirklichem Wirbelfeld:

Vorhersage für den 25. Februar 1958, 12^h GMT: $r = 0{,}62$, $\sigma = 3{,}86$

Vorhersage für den 26. Februar 1958, 12^h GMT: $r = 0{,}44$, $\sigma = 5{,}30$.

Korrelationskoeffizienten zwischen rein gesteuertem und wirklich eingetretenem Wirbelfeld:

Vorhersage für den 25. Februar 1958, 12^h GMT: $r = 0{,}59$, $\sigma = 3{,}15$

Vorhersage für den 26. Februar 1958, 12^h GMT: $r = 0{,}49$, $\sigma = 4{,}15$.

III. Diskussion der Resultate

Die Betrachtung der Abb. 2a und 2b, 3a und 3b sowie der Korrelationskoeffizienten zeigt in der Tat, daß mit der vorliegenden Methodik, bei wesentlich rascherer Durchführung, gute, wenn nicht sogar bessere Resultate erreicht werden können. Man kann feststellen, daß die statistisch-dynamisch ermittelten Wirbelfelder den nur durch reine Steuerung gewonnenen leicht überlegen sind.

Bemerkenswert ist der Umstand, der sich sowohl bei den statistischen wie den gesteuert vorhergesagten Wirbelfeldern bemerkbar macht: die verhältnismäßig niedrigen Korrelationskoeffizienten und die große Streuung führen schließlich doch zu guten Z_0-Feldprognosen mit Korrelationskoeffizienten von $r = 0{,}94$ und $r = 0{,}87$. Abgesehen von rein statistischen Erwägungen scheint die Ursache hierfür darin gelegen zu sein, daß das ξ-Feld eine sehr subtile Größe darstellt, die einerseits infolge der bei etwa vier geopotentiellen Dekametern liegenden Beobachtungsgenauigkeit der Topographien nicht genau genug bestimmt werden kann, andererseits aber bei kleinen $\Delta\xi$-Feldänderungen nur geringe Auswirkungen auf das Z_0-Feld zeitigt, d. h. es ist im besten Falle mit einer Genauigkeit von etwa 50 gpm im ξ-Feld zu rechnen. Jede genauere Rechnung ist sinnlos. Dieser Umstand scheint dem Verfasser bisher nur wenig beachtet worden zu sein. Es ist deshalb in Zukunft sicherlich empfehlenswert, das ξ-Feld nur in seinen Grundzügen und ausgeglichen zu steuern und darzustellen.

Der etwas geringere Korrelationskoeffizient der statistisch ermittelten Wirbelverteilung gegenüber der rein gesteuerten im Falle der 48 Stunden-

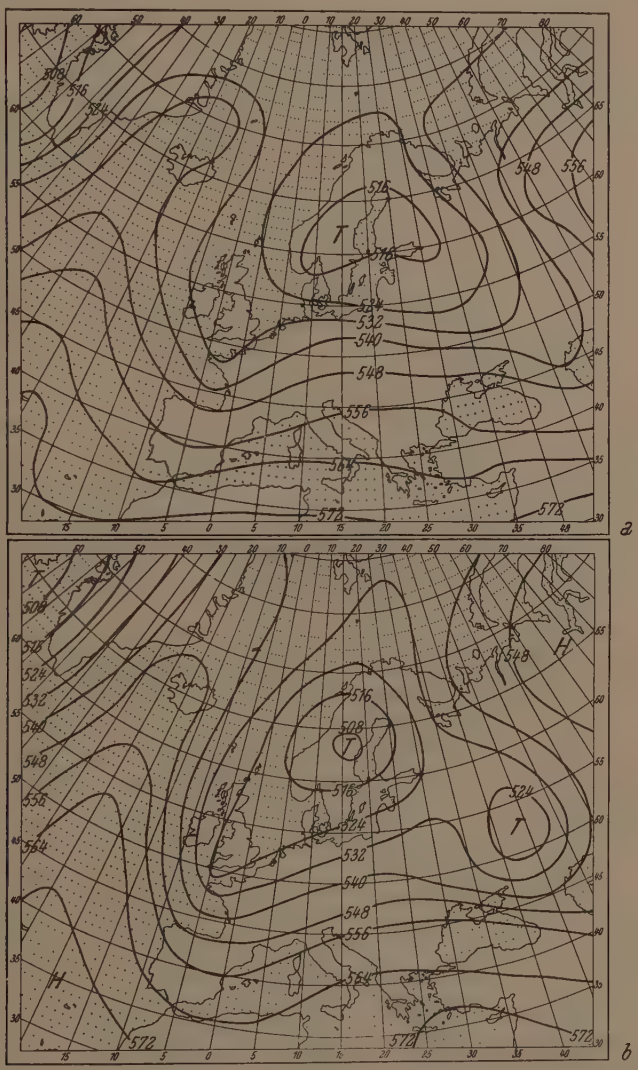


Abb. 2. 24 Stunden-Vorhersage der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche für den 25. Februar 1958, 12 h GMT. *a*) Vorhersagekarte, *b*) wirklich eingetroffene Lage

Vorhersage scheint offensichtlich damit zu begründen zu sein, daß bei längeren Zeiträumen Fehler sowohl vom $\Delta\bar{Z}$-Feld als auch durch die Steuerung sich bemerkbar machen.

Es ist selbstverständlich, daß die vorliegende Untersuchung und ihr Ergebnis keineswegs als endgültige Erprobung der vorliegenden Methode

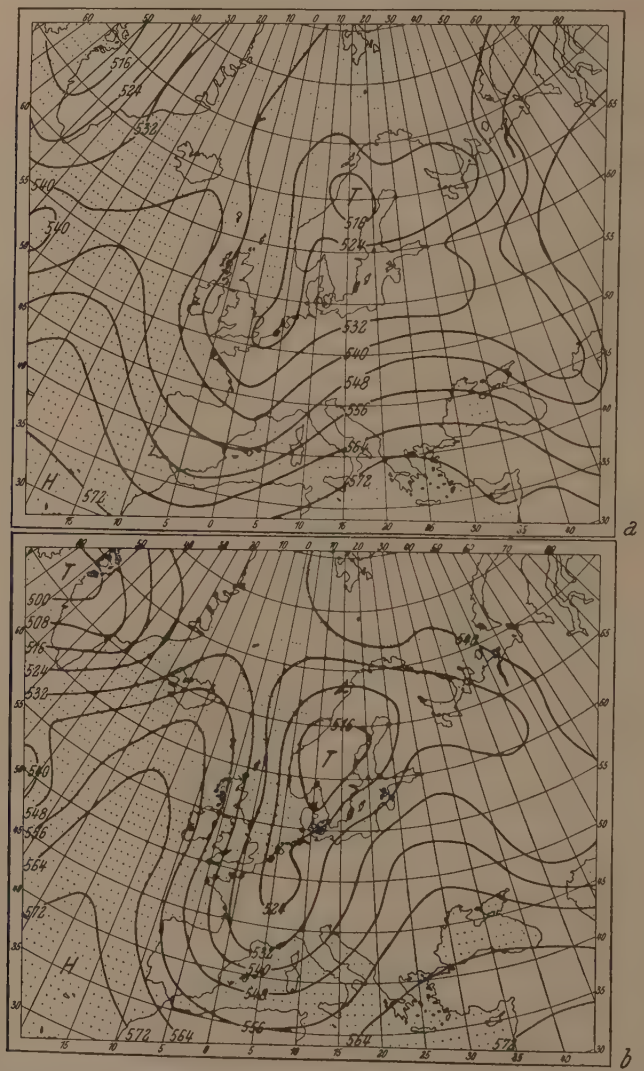


Abb. 3. 48 Stunden-Vorhersage der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche für den 26. Februar 1958, 12^h GMT. *a*) Vorhersagekarte, *b*) wirklich eingetroffene Lage

angesehen werden darf. Vielmehr möge man sie als Hinweis betrachten, wie die Statistik mit den rein dynamischen Betrachtungen verknüpft werden kann. Eine längere Testreihe, um ein fundiertes Werturteil ab-

geben zu können, ist unbedingt erforderlich. Der Verfasser hofft, daß sich dazu im Herbst 1958 in größerem Rahmen Gelegenheit ergeben wird. Gleichzeitig kann man auch daran denken, die Betrachtungsweise auf barokline Modelle mit Einbezug orographischer Effekte auszudehnen.

An dieser Stelle sei Herrn Professor Dr. H. Reuter für viele wertvolle Diskussionsbemerkungen und der Wetterabteilung der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien für die Überlassung des Unterlagenmaterials der 500 mb-Topographien von Januar bis März 1958 herzlichst gedankt.

Literatur

1. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179—194 (1952).
2. Pichler, H.: Zur numerischen Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau. Erscheint in Arch. Met. Geoph. Biokl. A (1959).
3. Huber-Pock, F.: Vergleichende Untersuchungen zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 29 (1959).
4. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121—143 (1958).

551.543.1

(Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen)

Partialwellen in den halb- und vierteltäglichen gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre[1]

Von

W. Kertz

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es werden die Formen der möglichen Partialwellen in den atmosphärischen Gezeiten angegeben. Eine Analyse der geographischen Verteilung der halbtäglichen Luftdruckschwankung nach diesen Partialwellen zeigt, daß neben den seit langem bekannten Wellentypen, der wandernden ($S^2_{2\,2}$) und der stehenden ($S^0_{2\,2}$) Welle, auch noch eine dritte Welle ($S^3_{2\,3}$) mit beachtlicher Amplitude auftritt. Sie besteht aus einem System von drei Hoch- und drei Tiefdruckgebieten (Abb. 2), das in $^3/_2$ Tagen die Erde umkreist. Ein Vergleich zwischen entsprechenden Partialwellen im Druck und in der Temperatur führt zur Aufstellung einer empirischen Resonanzkurve für die thermische Erregung. Ebensolche Analysen wurden für die Ortszeitglieder der vierteltäglichen Druckschwankungen und ihre jahreszeitlichen Variationen durchgeführt.

Summary. The patterns of the possible component waves in the atmospheric tides are described. A decomposition of the geographical distribution of the semidiurnal pressure oscillation into these component waves shows, that there exists a third wave ($S^3_{2\,3}$) with appreciable amplitude besides the well known migrating ($S^2_{2\,2}$) and standing ($S^0_{2\,2}$) waves. It consists of three high and three low pressure areas (Fig. 2) moving around the earth in $^3/_2$ days. Comparisons between corresponding component waves in the pressure and temperature lead to the establishment of an empirical resonance curve for the thermal excitation. Similar decompositions have been made for the

[1] Die Untersuchungen, über die hier berichtet wird, wurden bei einem mehrmonatigen Besuch im Department of Meteorology der New York University angestellt. Dieser Besuch wurde ermöglicht durch Zuwendungen des Geophysics Research Directorate of Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command, unter dem Contract No. AF 19 (604)—1006.

local time waves in the six-hourly pressure oscillations and their seasonal variations.

Résumé. L'auteur expose la structure des ondes partielles de la marée atmosphérique. Une analyse de la distribution géographique de la variation semi-diurne de la pression atmosphérique révèle qu'il existe, outre les ondes migratoires ($S_2^2{}_2$) et fixes ($S_2^0{}_2$) bien connues, une troisième onde ($S_2^3{}_3$) à amplitude notable. Elle consiste en un système de trois aires de hautes et de basses (Fig. 2) pressions circulant autour du globe en un jour et demi. En comparant les ondes partielles de pression et de température, on peut dresser une courbe empirique de résonnance pour l'excitation thermique. Des analyses analogues ont été faites pour les oscillations d'un quart de jour de la pression et leur variation saisonnière.

1. Einleitung

Die gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre gehören zu denjenigen meteorologischen Erscheinungen, die sich am besten in den Rahmen einer Theorie einfügen. Der Name „gezeitenartig" weist darauf hin, daß es sich um erzwungene, periodische Schwingungen der gesamten (unteren) Erdatmosphäre handelt. Der Erregung nach sind aber nur die lunaren Wellen wirkliche (Gravitations-) Gezeiten. Die solaren Wellen werden vorwiegend thermisch durch die Strahlung der Sonne erregt. Die Periodizität ist eine Folge der Erdrotation, und die auftretenden Perioden sind deshalb $^1/_1$, $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_4$, ... Tag. Wegen der Variation der Deklination der Sonne im Laufe des Jahres ergeben sich auch jahreszeitliche Änderungen der erregten Schwingungen.

Nach den Methoden der Mechanik und Hydrodynamik berechnet man die erzwungenen Bewegungen eines schwingungsfähigen Gebildes am zweckmäßigsten, indem man mit der Ermittlung der Eigenschwingungen dieses Systems beginnt. Die Eigenschwingungen der Erdatmosphäre entsprechen den Eigenschwingungen eines Meeres mit konstanter Tiefe, das eine Kugel bedeckt. Diese Schwingungsformen sind seit langem bekannt. Am übersichtlichsten sind die Verhältnisse auf einer nichtrotierenden Erdkugel. Dann sind die geographischen Formen der Eigenschwingungen genau gleich den Kugelflächenfunktionen. Infolge der Erdrotation weichen die Eigenschwingungen der wirklichen Erdatmosphäre von den einfachen Kugelflächenfunktionen ab. S. S. Hough berechnete zu Ende des vorigen Jahrhunderts einen großen Satz von Eigenschwingungen für die rotierende Erde durch Reihenentwicklungen nach Kugelfunktionen. Deshalb sollen die Funktionen, die zu den Eigenschwingungen auf der rotierenden Erdkugel gehören, Houghsche Funktionen genannt werden.

In der Regel überwiegt in den Reihenentwicklungen das Hauptglied so stark, daß der Unterschied zwischen den Houghschen Funktionen und den Kugelfunktionen nicht von großer Bedeutung ist. Aus diesem Grunde sind in der vorliegenden Arbeit der Einfachheit halber alle Entwicklungen nach den besser bekannten Kugelflächenfunktionen durchgeführt. Für

genauere Untersuchungen ist die Umrechnung auf Houghsche Funktionen leicht möglich.

In den meisten Arbeiten über die atmosphärischen Gezeiten sind immer nur ganz wenige Kugelfunktionsglieder betrachtet worden. Dies lag zum Teil daran, daß das Netz der zur Erfassung der atmosphärischen Gezeiten benutzten Stationen zu wenig dicht war. Deshalb konnten in den Kugelfunktionsentwicklungen nur die größten Glieder mit einiger Sicherheit bestimmt werden. Durch neuere Arbeiten, vor allem des Department of Meteorology and Oceanography der New York University (s. Literatur), wurde unsere Kenntnis von der geographischen Verteilung der gezeitenartigen Schwingungen stark erweitert, so daß man jetzt neben den Hauptgliedern auch andere Partialwellen bestimmen kann.

Das Interesse an diesen Partialwellen erwacht fast zwangsläufig, wenn man von den Entwicklungen für die Erregungsfunktion ausgeht. Zwar sind die Meinungen über den Mechanismus der thermischen Gezeitenerregung noch geteilt. Doch kann man mit Sicherheit sagen, daß in den Erregungsfunktionen neben den Hauptgliedern noch eine Fülle anderer Partialwellen vorkommt. Solche treten z. B. auf bei der Entwicklung der halbtäglichen Temperaturvariation am Erdboden (Haurwitz und Möller 1955) und auch bei der Analyse der Einstrahlungsfunktion (Kertz 1956a oder 1957).

Die Amplituden- und Phasenbeziehungen zwischen den im Luftdruck beobachteten und den für die Erregung berechneten Partialwellen kennzeichnen die Resonanzeigenschaften der Atmosphäre.

Obwohl die Resonanzvergrößerung außer von der Frequenz σ noch von den Indizes n und s der Kugelflächenfunktionen (vgl. Abschn. 2) abhängt, kann man eine einparametrige Resonanzfunktion angeben, wenn man eine geeignete Größe

$$h = h(\sigma, n, s) \tag{1.1}$$

als Parameter wählt. h hat die Dimension einer Länge und wird auch äquivalente Tiefe genannt. Trägt man die theoretische Amplitudenvergrößerung als Funktion von h auf, so ergibt sich eine gewöhnliche Resonanzkurve mit einer oder mehreren Resonanzspitzen. Die zugehörigen h-Werte sind die „Eigenwerte der Erdatmosphäre" und werden mit $\hat{h}$ bezeichnet. Wieviele und welche Eigenwerte man für die Atmosphäre berechnet, hängt von den Annahmen über den vertikalen Aufbau der Lufthülle der Erde ab. Hierin gibt es Abweichungen bei verschiedenen Autoren. Unbezweifelt ist aber die Tatsache, daß die Atmosphäre einen Eigenwert $\hat{h} = 10$ km besitzt.

Bei der Untersuchung der Partialwellen darf man sich nicht auf die Jahresmittelwerte beschränken. Da viele Partialwellen der Erregung eine starke jahreszeitliche Variation zeigen, muß dies auch bei den erregten Partialwellen im Luftdruck der Fall sein. Bei der Berechnung des Jahresmittels kann es vorkommen, daß Partialwellen, die im Sommer und Winter oder zur Zeit der Solstitien und Äquinoktien entgegengesetzte Phasen haben, fast ganz herausfallen. Aber auch für die Partialwellen, bei denen

dies nicht eintritt, liefert die Untersuchung der jahreszeitlichen Variation eine zusätzliche Information, und man kann hoffen, durch die Betrachtung der jahreszeitlichen Änderung der Resonanzeigenschaften Aufschluß zu erhalten über die jahreszeitlichen Änderungen des vertikalen Aufbaus der gesamten Atmosphäre.

2. Definition der Partialwellen und Wellenscharen

In der bisherigen Literatur waren die Partialwellen noch nicht in der erforderlichen Allgemeinheit definiert. Es wurden immer nur Spezialfälle behandelt und unterschiedlich benannt. Deshalb ist es notwendig, eine neue Nomenklatur einzuführen. Diese soll sich möglichst eng an die schon früher benutzten Symbole anschließen, aber in sich einheitlich und nicht unnötig kompliziert sein. Man benötigt drei Parameter: Die Frequenz σ, den Grad n und die Ordnung s der Kugelflächenfunktionen. Da wir bei der Betrachtung der atmosphärischen Gezeiten die Zeit gewöhnlich im Winkelmaß messen (1 Tag $\hat{=}$ $2\pi \hat{=} 360°$), so ist σ für die vorkommenden $^1/_1$-, $^1/_2$-, $^1/_3$-, $^1/_4$-, . . .-täglichen Schwingungen ganzzahlig ($\sigma = 1$ bzw. 2, 3, 4, . . .). Als *Partialwelle* bezeichnen wir:

$$\begin{aligned} S^s_{\sigma,n} &= \left[a^s_{\sigma,n} \cos(\sigma t + s\varphi) + b^s_{\sigma,n} \sin(\sigma t + s\varphi)\right] P^s_n(\vartheta) \\ &= c^s_{\sigma,n} \cdot P^s_n(\vartheta) \sin(\sigma t + s\varphi + \varepsilon^s_{\sigma,n}) \end{aligned} \tag{2.1}$$

mit t = Weltzeit

ϑ = Poldistanz, vom Nordpol nach Süden positiv (= 90° — geogr. Breite)

φ = geogr. Länge, nach Osten positiv

$P^s_n(\vartheta)$ = Kugelfunktionen in der Normierung nach Ad. Schmidt

$\left(P^{-s}_n = P^s_n\right)$

Eigentlich müßten statt der Kugelfunktionen $P^s_n(\vartheta)$ die Houghschen Funktionen benutzt werden. Aus den in der Einleitung angeführten Gründen werden aber in den folgenden Entwicklungen die $P^s_n(\vartheta)$ benutzt.

Durch Summation über n erhält man die *Wellenscharen*:

$$S^s_\sigma = \sum_{n=|s|}^{\infty} S^s_{\sigma,n} = a^s_\sigma(\vartheta) \cos(\sigma t + s\varphi) + b^s_\sigma(\vartheta) \sin(\sigma t + s\varphi) \tag{2.2}$$

Weiter erhält man durch Summation über s die ganze *1/σ-tägliche Variation*:

$$S_\sigma = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} S^s_\sigma = a_\sigma(\vartheta, \varphi) \cos \sigma t + b_\sigma(\vartheta, \varphi) \sin \sigma t \tag{2.3}$$

Schließlich ergibt sich die gesamte *solare Variation* zu:

$$S = \sum_{\sigma=1}^{\infty} S_\sigma \tag{2.4}$$

Jede Partialwelle $S^s_{\sigma,n}$ kann durch die Angabe einer Amplitude und einer Phase charakterisiert werden. Diese sind konstant für die ganze Erde. Bei der Wellenschar S^s_σ sind Amplitude und Phase Funktionen

der Poldistanz ϑ. Für die $1/\sigma$-tägliche Variation S_σ schließlich sind Amplituden und Phasen im allgemeinen Funktionen sowohl der Poldistanz ϑ als auch der geographischen Länge φ.

Interessante Spezialfälle sind die mit Ortszeit wandernden Wellen ($\sigma = s$) und die (nach Weltzeit) stehenden Wellen ($s = 0$). Mit den bisher üblichen Bezeichnungen entsprechen sich:

alt:	W_2	Z_2	S_σ
neu:	S_2^2	S_2^0	S_σ

Für die lunaren Variationen kann man ein völlig entsprechendes System benutzen, wenn man von der (mittleren) Mondzeit τ statt von der auf die Sonne bezogenen Weltzeit t ausgeht. Zweckmäßigerweise ersetzt man dann in den Bezeichnungen S durch L.

3. Analyse der geographischen Verteilung der halbtäglichen Luftdruckvariation $S_2(p)$

Um eine Analyse nach Wellenscharen und Partialwellen durchführen zu können, benötigt man eine ziemlich eingehende Kenntnis der geographischen Verteilung der Amplituden und Phasen von S_σ. Am besten bekannt ist bisher die halbtägliche Luftdruckvariation $S_2(p) \cdot (p =$ = Druck). Für die geographische Verteilung dieser Variation hat neuerdings HAURWITZ 1956 eine sorgfältige Untersuchung durchgeführt. Dieses Material eignet sich für eine Analyse nach den Wellenscharen S_2^s und den Partialwellen $S_{2,\,n}^s$. Allerdings gibt HAURWITZ nur Jahresmittelwerte an, so daß man mit diesem Material noch nicht die jahreszeitliche Variation der Partialwellen erfaßt.

Zur Verfügung standen die von HAURWITZ ermittelten Amplituden $c_2(\vartheta, \varphi)$ und Phasen $\varepsilon_2(\vartheta, \varphi)$ für die Gitterpunkte

$$\vartheta = 10°,\ 20°,\ \ldots,\ 160° \qquad \varphi = 0°,\ 15°,\ \ldots,\ 345°$$

(Grundlage zu Fig. 2 und 3 bei HAURWITZ 1956. Zahlenwerte abgedruckt bei KERTZ 1956b.) Hieraus wurden die Komponenten $a_2(\vartheta, \varphi)$ und $b_2(\vartheta, \varphi)$ berechnet:

$$c_2 \sin(2t' + \varepsilon_2) = a_2 \cos 2t' + b_2 \sin 2t' \tag{3.1}$$

mit $t' =$ Ortszeit $= t + \varphi$

$$a_2 = c_2 \sin \varepsilon_2 \qquad b_2 = c_2 \cos \varepsilon_2 \tag{3.2}$$

Diese Komponenten $a_2(\vartheta, \varphi)$ und $b_2(\vartheta, \varphi)$ wurden für jede Breitenzone $\vartheta = 10°,\ 20°,\ \ldots,\ 160°$ nach φ harmonisch analysiert:

$$\begin{aligned} a_2(\vartheta, \varphi) &= \sum_{\nu=0}^{12} p_\nu(\vartheta) \cos \nu\varphi + q_\nu(\vartheta) \sin \nu\varphi \\ b_2(\vartheta, \varphi) &= \sum_{\nu=0}^{12} r_\nu(\vartheta) \cos \nu\varphi + s_\nu(\vartheta) \sin \nu\varphi \end{aligned} \tag{3.3}$$

Mit diesen Entwicklungen erhält man:

$$\begin{aligned} a_2 \cos(2t') &= \Sigma\,(p_\nu \cos 2t' \cos \nu\varphi + q_\nu \cos(2t') \sin \nu\varphi) \\ &= \tfrac{1}{2}\,\Sigma\,\{p_\nu\,[\cos(2t' + \nu\varphi) + \cos(2t' - \nu\varphi)] + \\ &\quad + q_\nu\,[\sin(2t' + \nu\varphi) - \sin(2t' - \nu\varphi)]\} \qquad (3.4) \\ b_2 \sin(2t') &= \Sigma\,(r_\nu \sin(2t') \cos \nu\varphi + s_\nu \sin(2t') \sin \nu\varphi) \\ &= \tfrac{1}{2}\,\Sigma\,\{r_\nu\,[\sin(2t' + \nu\varphi) + \sin(2t' - \nu\varphi)] - \\ &\quad - s_\nu\,[\cos(2t' + \nu\varphi) - \cos(2t' - \nu\varphi)]\} \end{aligned}$$

Also wird

$$\begin{aligned} S_2 = \tfrac{1}{2}\,\Sigma\,\{&[(p_\nu - s_\nu)\cos(2t' + \nu\varphi) + (q_\nu + r_\nu)\sin(2t' + \nu\varphi)] + \\ &+ [(p_\nu + s_\nu)\cos(2t' - \nu\varphi) + (r_\nu - q_\nu)\sin(2t' - \nu\varphi)]\} \qquad (3.5) \end{aligned}$$

Führt man hierin die Weltzeit t ein:

$$t = t' - \varphi, \qquad (3.6)$$

so kann man die Koeffizienten der Wellenscharen S_2^s nach folgendem Schema berechnen:

s	Faktor von $\cos(2t + s\varphi)$	$\sin(2t + s\varphi)$
..	.....	.....
-2	$\frac{1}{2}(p_4 + s_4)$	$\frac{1}{2}(r_4 - q_4)$
-1	$\frac{1}{2}(p_3 + s_3)$	$\frac{1}{2}(r_3 - q_3)$
0	$\frac{1}{2}(p_2 + s_2)$	$\frac{1}{2}(r_2 - q_2)$
$+1$	$\frac{1}{2}(p_1 + s_1)$	$\frac{1}{2}(r_1 - q_1)$
$+2$	p_0	r_0
$+3$	$\frac{1}{2}(p_1 - s_1)$	$\frac{1}{2}(r_1 + q_1)$
$+4$	$\frac{1}{2}(p_2 - s_2)$	$\frac{1}{2}(r_2 + q_2)$
..	.....	.....

Die mit Ortszeit wandernde Welle S_2^2 (= W_2) hat also die Koeffizienten p_0 und r_0. Zu der stehenden Schwingung nach Weltzeit S_2^0 (= Z_2) gehören die Koeffizienten $\frac{1}{2}(p_2 + s_2)$ und $\frac{1}{2}(r_2 - q_2)$. Neben den Koeffizienten für diese bekannten Wellenscharen wurden aber auch diejenigen für die bisher nicht betrachteten Scharen mit $s = -10, -9, \ldots + 14$ berechnet.

Um einen Überblick über die Größe der Amplituden der Wellenscharen S_2^s zu bekommen, wurden mittlere Amplituden $c(s)$ nach folgender Formel berechnet:

$$[c(s)]^2 = \frac{1}{16} \sum_{i=1}^{16} \left\{ \frac{1}{4}\,[p_{s-2}(\vartheta_i) - s_{s-2}(\vartheta_i)]^2 + \frac{1}{4}\,[r_{s-2}(\vartheta_i) + q_{s-2}(\vartheta_i)]^2 \right\}$$

$$\text{für } s > 2 \text{ mit } \vartheta_i = i \cdot 10^\circ \qquad (3.7)$$

und entsprechend für $s < 2$. Die so berechneten mittleren Amplituden sind im logarithmischen Maßstab in Abb. 1 dargestellt.

Weitaus am größten ist die Amplitude der wandernden Welle S_2^2. Die nächstgrößte ist die bekannte stehende Schwingung S_2^0. Nur wenig kleiner ist aber eine bisher unbekannte Welle S_2^3. Sie soll in Abschn. 4 ausführlich diskutiert werden.

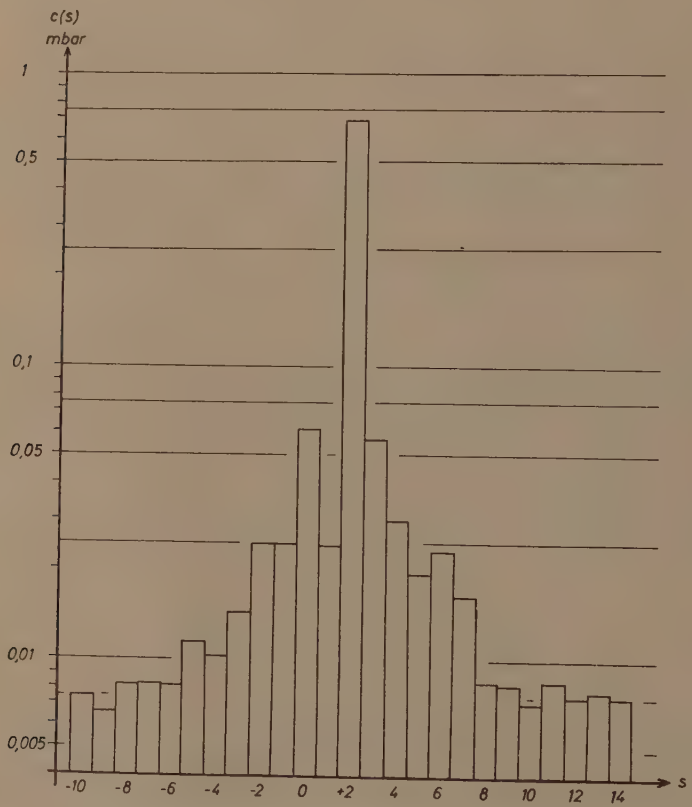


Abb. 1. Mittlere Amplituden der Wellenscharen $S_2^2(p)$. Mittelbildung gemäß Gl. (3.7)

Ob noch andere Wellenscharen selbständige Bedeutung haben, ist fraglich. Wegen ihrer Verwandtschaft zu S_2^3 wird in Abschn. 5 auch noch die Wellenschar S_2^1 genauer untersucht. Schließlich besteht vom Standpunkt der Theorie aus auch noch besonderes Interesse an der Wellenschar S_2^{-2}. Nach einer Untersuchung von KERTZ 1951 sollte unter dem Einfluß der westamerikanischen Kettengebirge auf die mit Ortszeit wandernde Welle S_2^2 auch eine S_2^{-2} Welle entstehen. Die mit Ortszeit $t' = t + \varphi$

wandernde Welle kann man nämlich formal zerlegen in zwei stehende Wellen A_1 und A_2:

$$\sin 2t' = \sin(2t + 2\varphi) = \sin 2t \cos 2\varphi + \cos 2t \sin 2\varphi$$
$$= \quad A_1 \quad + \quad A_2 \qquad (3.8)$$

Wenn die Erregung in der Nähe einer Resonanzstelle erfolgt, so bekommen die beiden stehenden Wellen A_1 und A_2 durch die Wirkung der Kettengebirge unterschiedliche Resonanzfaktoren. Da

$$A_1 = {}^1/_2 [\sin 2(t + \varphi) + \sin 2(t - \varphi)]$$
$$A_2 = {}^1/_2 [\sin 2(t + \varphi) - \sin 2(t - \varphi)], \qquad (3.9)$$

so fällt bei der zusammengesetzten Welle das Glied mit $\sin 2(t - \varphi)$ nicht mehr heraus.

In Abb. 1 tritt aber das Glied S_2^{-2} nicht besonders hervor. Dies steht in Übereinstimmung mit neueren Arbeiten von SIEBERT 1959, nach denen die Resonanzverstärkung des Hauptgliedes $S^2_{2,2}$ von S^2_2 wesentlich geringer ist, als man früher annahm.

4. Die Partialwelle von der Form $P_3^3(\vartheta) \sin(2t + 3\varphi + \varepsilon)$

Aus Abb. 1 erkennt man, daß die Wellenschar $S_2^3(p)$ eine fast genau so große mittlere Amplitude hat wie die stehende Schwingung S_2^0. In Tabelle 1 sind die Einzelwerte der Amplituden c und Phasen ε für die drei größten Wellenscharen S_2^2, S_2^0 und S_2^3 auf den Breitenkreisen $\vartheta = 10°$, 20°, . . ., 160° angegeben.

Tabelle 1. *Amplituden c und Phasen ε der größten halbtäglichen Wellenscharen im Luftdruck*

Geogr. Breite $90° - \vartheta$	S_2^2 (= W_2)		S_2^0 (= Z_2)		S_2^3	
	c 10^{-2} mbar	ε	c 10^{-2} mbar	ε	c 10^{-2} mbar	ε
80° N	1,0	148,3°	10,2	109,8°	0,4	234,1°
70	3,6	148,1	9,1	107,9	0,3	172,1
60	12,5	154,3	8,0	102,4	1,2	215,4
50	28,4	153,4	7,0	92,0	2,4	139,4
40	52,1	153,7	2,7	78,8	3,9	43,7
30	73,7	153,2	2,0	304,3	5,2	55,6
20	95,8	156,6	6,9	331,9	6,9	73,9
10	113,7	157,4	5,7	350,1	11,1	94,5
0°	117,5	158,2°	3,8	24,8°	10,1	105,8°
10° S	110,5	159,5°	4,2	73,0°	7,7	104,2°
20	96,4	160,7	2,8	26,9	6,2	81,1
30	77,8	159,6	1,7	105,9	5,8	46,1
40	50,1	160,8	5,7	127,1	3,7	71,1
50	25,2	159,9	7,7	102,3	1,4	142,1
60	9,2	151,6	5,0	120,7	2,9	273,4
70	0,9	162,8	5,0	120,8	0,4	242,7

Die Werte für S_2^3 stehen in den beiden letzten Spalten. Die Amplituden fallen verhältnismäßig regelmäßig und symmetrisch vom Äquator zu den Polen hin ab. Die Phase liegt in der Nähe des Äquators bei 90°. In hohen Breiten wird sie erheblich größer, dort kommt ihr aber wegen der kleinen Amplitude keine große Bedeutung mehr zu.

Nach den Regeln der Ausgleichsrechnung wurden die Zahlenwerte der Wellenschar S_2^3 nach Kugelfunktionen entwickelt. Die Koeffizienten stehen in der zweiten und dritten Spalte von Tabelle 2. Die größte Partialwelle ist $S_{2,3}^3$ die zu P_3^3 (ϑ) gehört. Ihre Amplitude hat die gleiche Größe wie die des Hauptgliedes $S_{2,2}^0$ von S_2^0.

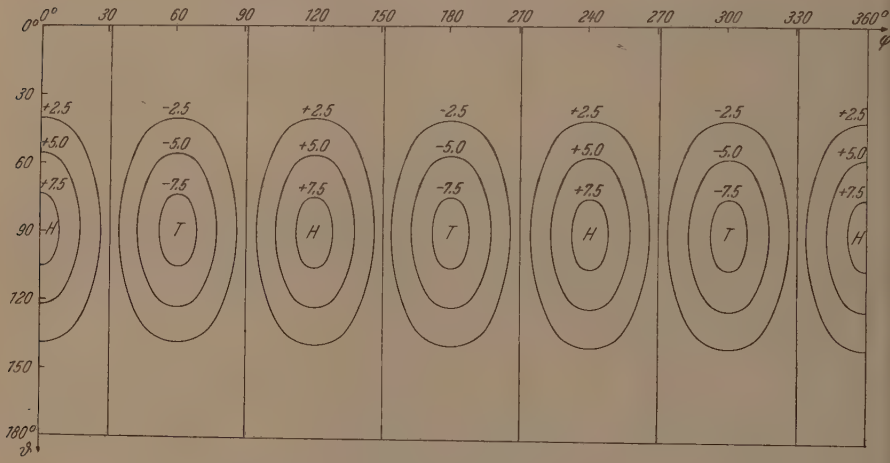


Abb. 2. Isobaren der Partialwellen $S_{2,3}^3$ (p) in 10^{-2} mbar

Tabelle 2. *Amplituden c_n und Phasen ε_n der Partialwellen $S_{2,n}^3$ der Wellenschar S_2^3 im Luftdruck p und in der Lufttemperatur T und deren Resonanzverhältnisse*

n	$c_n(p)$ 10^{-2} mb	$\varepsilon_n(p)$	$c_n(T)$ 10^{-2} °C	$\varepsilon_n(T)$	$\varepsilon_n(p)-\varepsilon_n(T)$	$\frac{c_n(p)}{c_n(T)}$	h_n km
3	10,70	88°	13.3	26°	62°	0,80	4,60
4	0,70	66	8,7	352	74	0,09	2,31
5	3,67	320	5,8	286	34	0,63	1,52
6	0,72	236	1,8	225	11	0,40	1,06
7	4,14	183	3,4	149	34	1,22	0,79
8	1,85	90	1,8	83	7	1,03	0,62

Abb. 2 zeigt eine Isobarenkarte zu $S_{2,3}^3$ für den Zeitpunkt 0 oder 12 Uhr Weltzeit. Das System von drei Hoch- und drei Tiefdruckgebieten umkreist die Erde in $^3/_2$ Tagen (nach Weltzeit). Die Abhängigkeit der Amplitude von der Poldistanz ist proportional zu $\sin^3 \vartheta$.

In den unzerlegten Beobachtungen der halbtäglichen Luftdruckvariation $S_2\,(p)$ erkennt man die Überlagerung von $S^3_{2,3}$ mit der um mehr als zehnmal so großen Partialwelle $S^2_{2,2}$ an einer kleinen Längenabhängigkeit von Amplitude und Phase der mit Ortszeit wandernden halbtäglichen Welle. Beide zusammen erzeugen nämlich ein Amplitudenmaximum bei $\varphi = 70°$ und ein -minimum bei $\varphi = 250°$. In der Phase (nach Ortszeit) erhält man ein Maximum bei $\varphi = 160°$ und ein Minimum bei $\varphi = 340°$. Einige dieser Extremwerte wurden auch schon von Haurwitz 1956 bemerkt. Für eine eingehende Untersuchung muß man allerdings beachten, daß außer den beiden genannten Partialwellen auch noch $S^0_{2,2}$ einen verhältnismäßig großen Beitrag zu S_2 leistet.

Höchstwahrscheinlich werden die Partialwellen von S^3_2 genau so wie die der stehenden Welle S^0_2 durch entsprechende Temperaturwellen erzeugt. Über die genaue Art der Erregung kann man bisher nur Vermutungen äußern. Jedenfalls muß dabei die Land-Wasser-Verteilung auf der Erde eine Rolle spielen; denn in der direkten Einstrahlung von der Sonne gibt es keine entsprechenden Partialwellen. In Tabelle 2 sind die Amplituden und Phasen der Partialwellen für die Bodentemperatur angegeben. Da zur Berechnung solcher Temperaturwellen nicht genügend Beobachtungsmaterial zur Verfügung steht, wurde $S^3_2\,(T)$ mit einer „synthetischen" Methode abgeleitet (Kertz 1956a).

Die Phasendifferenzen $\varepsilon_n\,(p) - \varepsilon_n\,(T)$ zwischen Druck- und Temperaturwellen liegen alle im ersten Quadranten. Die Amplitudenverhältnisse $c_n\,(p)/c_n\,(T)$ hingegen variieren viel stärker. Man kann die Werte dieser Tabelle dazu benutzen, eine Amplituden- und Phasenresonanzfunktion für die Atmosphäre empirisch zu ermitteln. Zu diesem Zweck sind in der letzten Spalte von Tabelle 2 die zugehörigen h-Werte (vgl. Abschn. 1) eingetragen.

5. Empirische Amplituden- und Phasenresonanzkurve

Die gleiche Untersuchung, die im vorigen Abschnitt für S^3_2 angestellt wurde, kann man natürlich auch für die anderen Wellenscharen ausführen. Vorzüglich eignet sich dazu die stehende Schwingung S^0_2. Die entsprechenden Amplituden, Phasen und Resonanzverhältnisse stehen in Tabelle 3, die im übrigen genau so angeordnet ist wie Tabelle 2. Die Phasendifferenzwinkel streuen in dieser Tabelle im Gegensatz zu Tabelle 2 ganz erheblich. Enttäuschend ist auch, daß man zu ähnlichen h-Werten in beiden Tabellen sehr verschiedene Phasendifferenzen und Resonanzvergrößerungen findet.

Theoretische Überlegungen drängen dazu, noch eine dritte Wellenschar in Betracht zu ziehen: Bei der Berechnung der Partialwellen der Temperatur ergibt sich nämlich, daß $S^{2-m}_2\,(T)$ für jeden Breitenkreis die gleichen Temperaturamplituden hat wie $S^{2+m}_2\,(T)$. Insbesondere hat deshalb auch $S^1_2\,(T)$ die gleichen Amplituden wie $S^3_2\,(T)$. Danach ist

es sehr verwunderlich, daß die Druckwelle $S_2^1(p)$ so viel kleiner ist als $S_2^3(p)$ (vgl. Abb. 1), da beide doch die gleiche Anregung besitzen.

Tabelle 3. *Partialwellen der Wellenschar* S_2^0

n	$c_n(p)$ 10^{-2} mb	$\varepsilon_n(p)$	$c_n(T)$ 10^{-2} °C	$\varepsilon_n(T)$	$\varepsilon_n(p)-\varepsilon_n(T)$	$c_n(p)/c_n(T)$	h_n km
0	2,76	70°	2,8	224°	206°	0,99	—
1	1,11	355	7,6	180	175	0,15	35,70
2	7,18	135	3,4	195	300	2,12	8,92
3	5,62	123	9,8	338	145	0,57	3,96
4	2,21	355	9,9	32	333	0,22	2,23
5	1,33	301	8,0	79	222	0,17	1,42
6	4,91	275	1,5	241	34	3,28	0,99
7	2,16	135	6,8	235	260	0,32	0,73
8	2,96	125	4,7	239	246	0,63	0,56

Um diesen Fragenkomplex zu beleuchten, wurde für $s = 1$ die gleiche Untersuchung durchgeführt wie für $s = 3$ und $s = 0$. Dieses Analysenergebnis steht in Tabelle 4. Im Gegensatz zu den Partialwellen von $S_2^3(p)$ haben die Partialwellen von $S_2^1(p)$ alle etwa die gleiche Größe. Die Phasendifferenzen und die Amplitudenverhältnisse streuen wieder ziemlich stark.

Tabelle 4. *Partialwellen der Wellenschar* S_2^1

n	$c_n(p)$ 10^{-2} mb	$\varepsilon_n(p)$	$c_n(T)$ 10^{-2} °C	$\varepsilon_n(T)$	$\varepsilon_n(p)-\varepsilon_n(T)$	$c_n(p)/c_n(T)$	h_n km
1	1,88	315°	8,2	68°	247°	0,23	14,10
2	1,46	219	5,8	102	117	0,25	4,57
3	0,81	12	5,8	206	166	0,14	3,22
4	1,75	140	4,3	259	144	0,41	2,05
5	1,57	181	3,8	328	213	0,41	1,40
6	1,20	57	0,5	101	316	2,40	1,02
7	1,45	326	3,4	126	200	0,43	0,77
8	1,48	356	1,6	342	14	0,93	0,61

Die Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der Partialwellen aus den Tabellen 2, 3 und 4 sind in Abb. 3 als „empirische" Resonanzkurven dargestellt. Vielleicht dient diese Abbildung nur dazu, die von HAURWITZ 1956 (p. 27) geäußerte Ansicht zu bekräftigen, daß eine solche Untersuchung noch verfrüht ist, weil nicht genügend zuverlässige Beobachtungen über $S_2(p)$ vorliegen. (Außerdem dürften die Temperaturwerte mindestens ebenso unsicher sein.)

Lohnend erscheint aber jedenfalls das Ziel einer solchen Untersuchung. Nach der Theorie ist zu vermuten, daß der Bereich $h < 5$ km der Resonanzkurve durch die Verhältnisse in der höchsten Atmosphäre und die Randbedingung „am oberen Ende" bestimmt wird. Es ist sehr schwer,

brauchbare Modelle für diesen Teil in die Theorie einzuführen. Deshalb ist es sicher richtig, diesen Bereich zunächst von der empirischen Seite her anzugehen und zu versuchen, aus den Beobachtungen etwas über die „Feinstruktur" der hohen Atmosphäre zu erfahren.

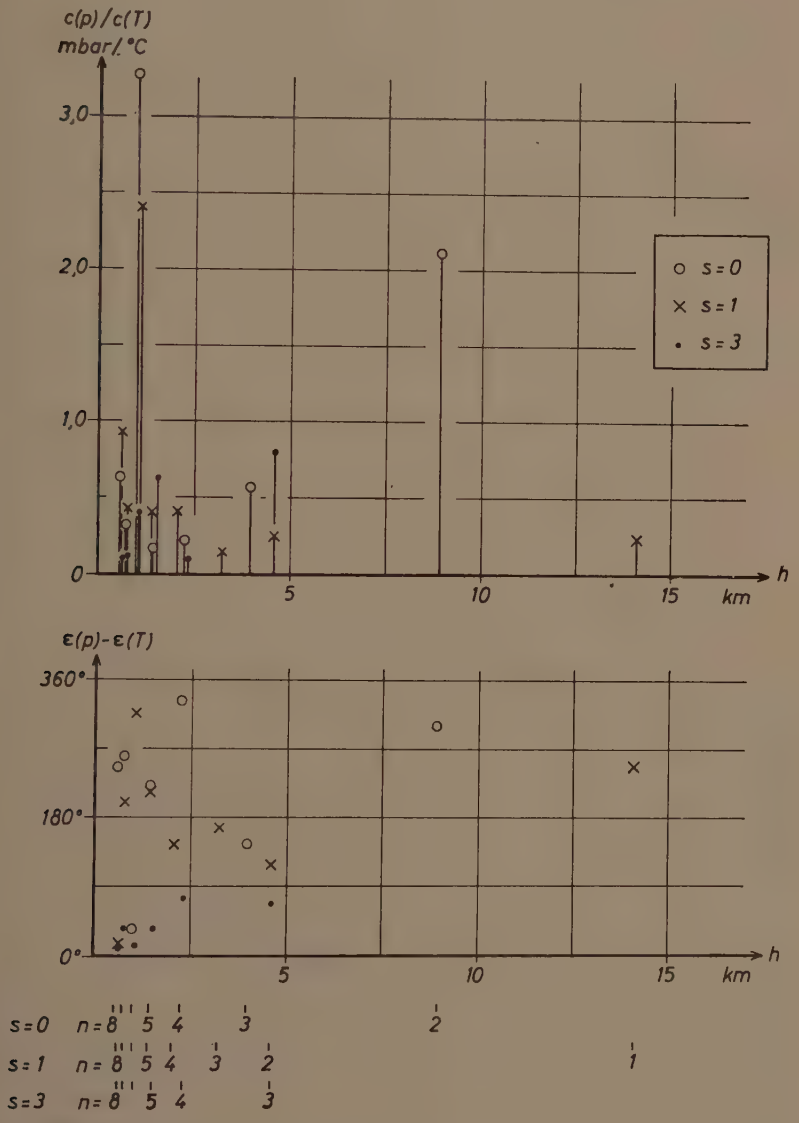


Abb. 3. Empirische Amplituden- und Phasenresonanzkurven. Zuordnung zu den einzelnen Partialwellen (n-Werten) am unteren Rand der Zeichnung

Für solche Untersuchungen sind diejenigen Wellenscharen besonders geeignet, die keine Ortszeitglieder enthalten, weil für diese alle die Anregung sicher in gleicher Weise thermisch über die Land-Wasser-Verteilung erfolgt.

SIEBERT 1959 nimmt an, daß für die thermische Erregung der Druckwellen nicht die Temperaturen am Erdboden maßgebend sind, sondern gleichphasige Temperaturvariationen der gesamten Troposphäre durch Absorption der direkten Einstrahlung. Die Land-Wasser-Verteilung geht dabei nicht wegen der unterschiedlichen Temperaturleitfähigkeit nach unten ein, sondern wegen der verschiedenen Verteilung des absorbierenden Wasserdampfes über Land und Wasser. Die Phasen der Strahlungs-Temperaturwellen erhält man in guter Näherung, wenn man zu den Phasen $\varepsilon\,(T)$ in Tabelle 2 bis 4 je 135° addiert. An der relativen Lage der Werte in der Phasenresonanzkurve (Abb. 3 unten) ändert sich dadurch nichts.

Zum weiteren Studium der Resonanzeigenschaften der Atmosphäre wurden außer den in Tabelle 2 bis 4 angegebenen h-Werten auch noch einige andere Werte für halbtägliche Partialwellen $S^s_{2,n}$ berechnet (Tabelle 5).

Tabelle 5. *h-Werte für weitere halbtägliche Wellen*[1]

$n=2$	$s=+2$	$h=$ 7,57 km	$n=3$	$s=+3$	$h=$ 4,59 km
	$+1$	4,57		$+2$	3,26
	0	8,46		$+1$	3,22
	-1	12,40		0	3,91
	-2	17,97		-1	5,11
				-2	6,68
				-3	8,53

Am dichtesten an der Resonanzstelle der Erdatmosphäre bei $\hat{h}=10\,\mathrm{km}$ liegt nach dieser Tabelle die Partialwelle $S^{-3}_{2,3}$. Aus Abb. 1 entnimmt man aber keinen Hinweis auf ein Hervortreten dieser Welle. Keine Erklärung bekommt man aus Tabelle 5 für die auffällige Größe von $S^3_{2,3}\,(p)$. Wie schon bemerkt wurde, spielt das Resonanzverhalten offenbar nur eine untergeordnete Rolle bei der Entstehung der gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre.

6. Die vierteltägliche Luftdruck- und Temperaturvariation

Die vierteltägliche mit Ortszeit wandernde Wellenschar $S^4_4\,(p)$ ist besonders interessant, weil sie eine Partialwelle $(S^4_{4,5})$ besitzt, deren

[1] Die Werte in Tabelle 5 sind nach einer von HOUGH angegebenen Näherungsformel berechnet worden. Die Genauigkeit der Annäherung wächst dabei mit n. Zum Vergleich exakte Werte für $n=2$, $s=2$: $h=7{,}87$ km; $n=2$, $s=0$: $h=8{,}92$ km; $n=3$, $s=0$: $h=3{,}96$ km. Bei allen diesen Rechnungen ist der Unterschied zwischen Sternzeittag und mittlerem Sonnentag vernachlässigt.

h-Wert in engster Nachbarschaft des Eigenwertes $\hat{h} = 10$ km der Atmosphäre liegt.

Bereits 1926 hat S. Pramanik eine sehr eingehende Untersuchung der sechsstündlichen Druck- und Temperaturwelle angestellt. Er berücksichtigte aber nur die Jahresmittel und die ganzjährliche Variation (Januar- und Juli-Werte). Für die vorliegende Arbeit war wegen des Zusammenhanges mit der Sonnenstrahlung die halbjährliche Schwankung zwischen Äquinoktien und Solstitien besonders interessant. Es wurden daher neue Analysen durchgeführt. Dazu wurden Beobachtungen von 65 Stationen herangezogen, die einigermaßen gleichmäßig über die Erde verteilt sind (Einzelwerte bei Kertz 1956c). Die Kugelfunktionskoeffizienten für die ganze Erde wurden nach einem geeigneten Mittelungsverfahren berechnet.

Bei einer Voruntersuchung ergab sich, daß man den Jahresgang verhältnismäßig gut erfaßt, wenn man die Analysen für folgende Jahresdrittel durchführt:

Nordsolstitium	MJJA = *M*ai, *J*uni, *J*uli, *A*ugust
Südsolstitium	JFND = *J*anuar, *F*ebruar, *N*ovember, *D*ezember
Äquinoktien	MASO = *M*ärz, *A*pril, *S*eptember, *O*ktober

Die Analysenergebnisse für diese Jahresdrittel und den Jahresmittelwert stehen in Tabelle 6.

Tabelle 6. *Jahreszeitliche Variation der Partialwellen der Wellenschar* $S_4^4(p)$

n	MASO		JFND		MJJA		Jahresmittel		h_n km
	c_n 10^{-3} mb	ε_n	c_n 10^{-3} mb	ε_n	c_n 10^{-3} mb	ε_n	c_n 10^{-3} mb	ε_n	
4	17,4	173°	7,9	244°	19,1	180°	13,4	187°	15,4
5	27,9	204	98,1	207	24,2	359	35,1	213	10,2
6	34,7	336	24,4	215	26,8	222	15,5	260	7,2
7	13,9	252	28,2	191	22,8	331	10,8	248	5,5
8	4,6	81	8,0	82	4,1	186	4,1	101	4,3

$S_{4,4}^4$ variiert verhältnismäßig wenig im Laufe des Jahres. Die ganzjährliche Schwankung ist etwas größer als die halbjährliche. $S_{4,5}^4$ zeigt eine sehr starke ganzjährliche Variation. Die halbjährliche ist dagegen relativ klein. Auffallend ist die große Amplitude zur Zeit des Südsolstitiums. $S_{4,6}^4$ zeigt eine große halbjährliche und eine kleine ganzjährliche Variation. Bei $S_{4,7}^4$ ist es wieder umgekehrt: große ganzjährliche und kleine halbjährliche Variation. Die Anordnung ist ähnlich wie bei $S_{4,5}^4$. Bei $S_{4,8}^4$ erscheint es fraglich, ob die angegebenen Koeffizienten überhaupt noch eine reelle Bedeutung haben oder nur von statistischen Schwankungen abhängen. Die Amplituden sind klein, und man beobachtet nur geringe Variationen.

Leider ist das Problem der Erregung und damit der Resonanzverhältnisse für die hier betrachteten vierteltäglichen Partialwellen nicht so

einfach zu behandeln wie bei den in Abschn. 4 und 5 untersuchten halbtäglichen Partialwellen. Dort konnte man annehmen, daß alle Partialwellen durch den gleichen Mechanismus angeregt werden, auch ohne diesen Mechanismus im einzelnen zu kennen. Bei den Partialwellen von $S_4^4(p)$ braucht es sich nicht um die gleiche Art der Erregung zu handeln. Die zum Äquator symmetrischen Partialwellen $S_{4,4}^4$, $S_{4,6}^4$ und $S_{4,8}^4$ haben ein Pendant in der direkt einfallenden Strahlung, während das für die antisymmetrischen $S_{4,5}^4$ und $S_{4,7}^4$ nicht der Fall ist. Es ist deshalb auch zwecklos, für diese Partialwellen einen relativen Amplituden- und Phasenvergleich mit den entsprechenden Strahlungs- oder Temperaturgliedern durchzuführen.

Es läßt sich nur feststellen, daß die symmetrischen Partialwellen im allgemeinen eine größere halbjährliche und die antisymmetrischen eine größere ganzjährliche Variation zeigen. Das gleiche Verhalten fanden SEPÚLVEDA und HAURWITZ 1957b für die Partialwellen der halbtäglichen Druckwelle. Der große Phasenwechsel bei $S_{4,6}^4$ zwischen Äquinoktien und Solstitien tritt auch schon bei dem entsprechenden Strahlungsglied auf.

Wenig verständlich ist das Verhalten der Resonanzwelle $S_{4,5}^4(p)$. Man hätte vermutet, daß sie sich durch besondere Größe oder Regelmäßigkeit auszeichnete. Davon kann aber keine Rede sein; nur ihr großer Wert während des Südsolstitiums fällt ganz aus dem Rahmen. Aus den Temperaturbeobachtungen erkennt man keinen Grund zu dieser Bevorzugung des Südsolstitiums.

7. Schlußbemerkungen

Das Bild von den Resonanzeigenschaften der Atmosphäre, welches man durch die Analyse nach Partialwellen erhält, ist komplizierter, als man es nach der Theorie erwartet. Um so wichtiger ist es deshalb, die empirische Seite beim Studium der gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre zu vervollkommnen. Ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung von Zusammenhängen ist die Untersuchung der jahreszeitlichen Variationen. Diese wurde auch von S. CHAPMAN immer sehr gefördert, z. B. (CHAPMAN 1951).

In neuerer Zeit wurden diese Arbeiten durch B. HAURWITZ und seine Mitarbeiter im Department of Meteorology der New York University vorangetrieben. Außer den schon genannten Arbeiten (HAURWITZ 1956) und (SEPÚLVEDA und HAURWITZ 1957a und b) über die halbtägliche Welle ist hier besonders die Arbeit von SIEBERT 1957 zu den dritteltägigen Druck- und Temperaturwellen zu nennen. In dieser Arbeit werden die gleichen Untersuchungen, die in der vorliegenden Arbeit für $S_4^4(p)$ angestellt wurden, für $S_3^3(p)$ und $S_3^3(T)$ durchgeführt.

Dem Geophysics Research Directorate des Air Force Cambridge Research Center danke ich für die Ermöglichung der vorliegenden Untersuchung durch die Gewährung der Mittel für einen längeren Aufenthalt

in New York. Herr Professor B. HAURWITZ hat mir in großzügigster Weise alle erforderlichen Quellen zugänglich gemacht und mir bei der Ausführung der Arbeit stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Ihm möchte ich deshalb besonders herzlich danken. Herrn Dr. M. SIEBERT danke ich für manche wertvolle Diskussion zu den angeschnittenen Fragen.

Literatur

CHAPMAN, S.: Atmospheric Tides and Oscillations. Compendium of Meteorology, S. 510—530. Boston: Amer. Met. Soc. 1951.

HAURWITZ, B.: The Geographical Distribution of the Semidiurnal Solar Air Tide. Met. Pap. N. Y. **2**, No. 5, 1—36 (1956).

HAURWITZ, B., und F. MÖLLER: The Semidiurnal Air-Temperature Variation and the Solar Air Tide. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **8**, 332—350 (1955).

HOUGH, S. S.: The Application of Harmonic Analysis to the Dynamical Theory of the Tides. Phil. Trans. Roy. Soc. A **189**, 201—257 (1897); **191**, 139—185 (1898).

KERTZ, W.: Theorie der gezeitenartigen Luftschwingungen als Eigenwertproblem. Ann. Met. **4**, 1. Beiheft, 1—31 (1951).

— Die thermische Erregungsquelle der atmosphärischen Gezeiten. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen **II a**, Nr. 6, 145—166 (1956 a).

— Components of the Semidiurnal Pressure Oscillation. Sci. Rep. No. 4, 1—32 (1956 b). Project 299, New York University, College of Engineering, Department of Meteorology and Oceanography.

— The Seasonal Variations of the Six-Hourly Planetary Pressure and Temperature Waves. Sci. Rep. No. 5, 1—39 (1956 c). Project 299, New York University, College of Engineering, Department of Meteorology and Oceanography.

— Atmosphärische Gezeiten. Handbuch der Physik, Bd. 48, S. 928—981. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer. 1957.

PRAMANIK, S. K.: The Six-Hourly Variations of Atmospheric Pressure and Temperature. Mem. Roy. Met. Soc. **1**, 35—57 (1926).

SEPÚLVEDA, G. M., und B. HAURWITZ: The Geographical Distribution and Seasonal Variation of the Semidiurnal Pressure Oscillation in High Latitudes. Arch. Met. Geoph. Biokl. **A 10**, 29—42 (1957 a).

— — Geographical Distribution of the Semidiurnal Pressure Oscillations at Different Seasons. J. Met. Soc. Japan. 75th Anniv. Vol., 149—155 (1957 b).

SIEBERT, M.: Analyse des Jahresganges der $1/n$-tägigen Variation des Luftdruckes und der Temperatur. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen **II a**, Nr. 6, 127—144 (1956).

— A Planetary Representation of the Terdiurnal Variations of Atmospheric Pressure and Temperature. Sci. Rep. No. 4, 1—37 (1957). Project No. 429, New York University, College of Engineering, Department of Meteorology and Oceanography.

— Atmospheric Tides. Adv. Geoph. **6** (1959) (im Druck).

551.578.41

(Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe)

Untersuchung zur Frage der Entstehung der Eisphase aus unterkühlten Wassertropfen

Von

Werner Schulz

Mit 9 Textabbildungen

Zusammenfassung. Auf verschiedenen Metallspiegeln wurden durch Kondensation Tröpfchen mit Durchmessern zwischen 5 und 25 μ erzeugt und so lange unterkühlt, bis ihr Gefrierpunkt beobachtet werden konnte. Die Auswertung ergibt, daß der Erstarrungsvorgang an den Tropfen bei — 10° C einsetzt und sich ab etwa — 15°C verstärkt. Die Temperatur des häufigsten Umschlags von Wasser zu Eis liegt im Bereich zwischen — 20° C und — 24° C. In Übereinstimmung mit Jacobi wird festgestellt, daß metallische Unterlagen das Gefrieren begünstigen, wofür zum Teil deren hohe Wärmeleitfähigkeit verantwortlich gemacht wird. Eine Abhängigkeit der beobachteten Gefriertemperatur von Tropfengröße oder Kühlgeschwindigkeit besteht nicht.

Summary. Droplets of 5 to 25 μ diameter have been produced by condensation on different metallic mirrors and supercooled until congelation, which begins at — 10° C and increases from — 15° on with a maximun between — 20° and — 24°. In concert with Jacobi metal support favours the freezing process, probably because of its high thermal conductivity. The freezing temperature depends neither on the size of the droplets nor on the speed of refrigeration.

Résumé. On a obtenu par condensation sur différents miroirs métalliques des gouttelettes avec des diamètres de 5 à 25 μ et on les a refroidies jusqu'à congélation. Celle-ci commence à — 10° C et se renforce à partir de — 15° environ; elle se produit de préférence entre — 20° et — 24°. Le support métallique favorise, en concordance avec les résultats de Jacobi, le processus de congélation en vertu probablement de sa grande conductibilité calorifique. La température de congélation ne dépend pas de la grosseur des gouttelettes ni de la vitesse de refroidissement.

1. Übersicht über die Ergebnisse früherer Untersuchungen

Die Ergründung des Niederschlagsmechanismus zählt zu den wichtigsten Forschungsgebieten der Meteorologie. Bergeron [*1*] ging als erster von der Hypothese aus, daß die Niederschlagsbildung über die Eisphase vor sich geht, und gab damit den Anstoß zu einer Reihe wissenschaftlicher Arbeiten mit dem Ziel, die Übergänge der einzelnen Aggregatzustände des Wassers zu untersuchen.

Die von Findeisen [*2*] gemachte Annahme, die Kristallisation erfolge an „Sublimationskernen" direkt und ohne Durchgang durch die flüssige Phase, wird durch keine Beobachtung bestätigt und erscheint auch wegen des nach Volmer [*3*] wesentlich höheren Energiebedarfs physikalisch wenig wahrscheinlich. Die Findeisensche Theorie wird daher im folgenden nicht berücksichtigt.

Im Gegensatz zu Findeisens Vorstellungen scheinen die Arbeiten dem Niederschlagsmechanismus näher zu kommen, die den Durchgang durch die flüssige Phase als gegeben ansehen und sich infolgedessen mit der Unterkühlung von Wasserproben in irgendeiner Form befassen. Besonderer Beachtung bedarf dabei, entgegen einer Feststellung von Rau [*4*], die Vorgeschichte des verwendeten Wassers bzw. dessen Reinheitsgrad. Nur so läßt sich erklären, daß erst nach sorgfältigster Filterung und Destillation Meyer und Pfaff [*5*] eine Unterkühlung bis — 31° C, Weickmann [*6*] eine solche bis — 24° C gelingt. Gefriertemperaturen, wie sie von Diem [*7*], Regener [*8*], Rau [*9*] und Heverly [*10*] an Tropfen beobachtet wurden, liegen beträchtlich höher als die von Bigg [*11*] und von Jacobi [*12*], wo mit gereinigtem Wasser gearbeitet wurde. In dieselbe Richtung weisen neuere Meßergebnisse von Pruppacher und Sänger [*13, 14*].

Schließt man die Möglichkeit des Einflusses von Gefrierkernen aus, dann wird der Gefriervorgang durch zwei Arbeitshypothesen bestimmt:

a) Die Volmersche Theorie [*3*] wird durch Krastanow [*15, 16*] und Wall [*17*] in die Meteorologie übertragen. Aufm Kampe [*18*] errechnet auf Grund dieser Arbeiten die Temperatur, bei der homogene Eisbildung eintritt, zu — 70° C. Experimentell gestützt wird dieser Wert einzig durch Rau [*19*], sofern die Einwände von Brewer und Palmer [*20*], die eine Verunreinigung seiner Apparatur mit Alkohol vermuten, nicht stichhaltig sind. Ehrenberg [*21*] gelangt durch Extrapolation seiner empirisch gewonnenen Formel zu einem Wert von — 85° C.

b) Mason [*22*] errechnet nach plausiblen Annahmen die Temperatur der homogenen Eisbildung zu — 40° C, doch zeigt McDonald [*23*] die Unzuverlässigkeit dieser Rechnung, indem er auf analogem Weg einen Wert von — 26° C ermittelt. Allerdings ist Masons Ergebnis durch eine ganze Reihe von Beobachtungen sehr gut belegt, und zwar sowohl durch Nebelkammerexperimente (Cwilong [*24*], Fournier d'Albe [*25*], Findeisen [*2*], Schaefer [*26*]), als auch durch Einzeltropfenbeobachtungen (Bigg [*11*], Lafargue [*27*], Pound, Madonna und Peake [*28*]). Die Wirkung etwa vorhandener Kerne bei diesen Versuchen ist jedoch nicht eindeutig,

MASON [29] selbst kommt zu der Annahme, daß in der Atmosphäre etwas vorhanden ist, das ein früheres Gefrieren gestattet, als es die BIGGschen Experimente mit gereinigtem Wasser erwarten lassen.

Nimmt man mit MASON nach den vorliegenden Erfahrungen Kerne mit spezifischen Gefrierkeimeigenschaften an, so sind nach VOLMER [3] schon rein theoretisch höhere Gefriertemperaturen zu erwarten. Beobachtungen aus der Praxis lassen diese Annahme wahrscheinlich erscheinen, wie die folgenden Beispiele zeigen.

a) PEPPLER [30] findet aus der Analyse mehrerer hundert Wolkenflüge, daß in etwa 70% aller Fälle die Gipfeltemperatur einer Wolke, in der Eiskristalle angetroffen werden, höher als — 20° C liegt.

b) MANN [31] kommt auf Grund täglicher Wetterflüge in den drei Jahren 1935 bis 1937 zu dem Ergebnis, daß bei aus Schnee entstandenem Regen die Gipfeltemperaturen der Wolken durchschnittlich bei — 13,5° C liegen.

c) FRITH [32] erwähnt, daß bei Wolkenflügen schon unter — 5° C Kristalle beobachtet werden.

d) COONS, JONES und GUNN [33] führen an, daß unter — 6° C regelmäßig, in manchen Fällen schon bei — 2° C Kristalle auftraten.

e) DESSENS [34, 35] findet auf dem Puy de Dôme, daß 50% aller Wolken über — 12° C Kristalle enthalten und erwähnt, daß bei 700 Beobachtungen von MARCHAND 85% aller Wolken unter — 16° C Kristalle enthalten.

f) AUFM KAMPE und WEICKMANN [36] beobachten in mehreren Fällen Schneekristalle in Stratocumulus, dessen tiefste Temperatur zwischen — 7° C und — 13° C liegt.

g) MURGATROYD [37] kommt auf Grund seiner Untersuchungen und der Arbeiten von DAY [38] und LUDLAM [39] zu dem Ergebnis, daß die Durchschnittstemperatur, bei der in Wolkengipfeln Eiskristalle gebildet werden, zwischen — 12° C und — 18° C liegt.

Die homogene Eisbildung nach AUFM KAMPE [18] und MASON [22] ist nach diesen Beobachtungen somit für die meteorologischen Probleme von untergeordneter Bedeutung.

Bei Laboratoriumsversuchen wird meistens die Gefriertemperatur als Funktion der Tropfengröße dargestellt; die wichtigsten Ergebnisse haben wir in Abb. 1 zusammengestellt. Danach weichen die Meßergebnisse stark voneinander ab. HEVERLY [10], BIGG [11] und JACOBI [12] finden einen funktionellen Zusammenhang zwischen Gefriertemperatur und Tropfengröße; Abweichungen davon werden mit abnehmender Tropfengröße geringer. Die Darstellung der Werte von DIEM [7], JOHNSON [40], RAU [9] sowie unserer eigenen Ergebnisse kann nicht in Form von Kurven erfolgen, daher wurden die Bereiche angedeutet, innerhalb derer die Meßpunkte streuen.

Bei der Beurteilung der Resultate der Abb. 1 ist folgendes zu beachten. BIGG [11] und JACOBI [12] arbeiten mit gereinigten Proben; daher sind ihre Werte mit denen der anderen Autoren nicht vergleichbar. Den Angaben von HEVERLY [10], JOHNSON [40] und BREWER und PALMER [20]

liegt ein zahlenmäßig zu geringes Beobachtungsmaterial zugrunde, um als gesichert zu gelten. Berücksichtigt man nun noch die Größenordnung der Wolkenelemente, so bleiben einzig die Diemschen Messungen meteorologisch von Interesse; dabei ermittelt Diem [7] in seinen Versuchen, bei welchem Taupunkt der Umschlag von Wasser zu Eis eintritt.

Schon die Arbeit Johnsons [40] mit der großen Streubreite der nur 50 Einzelmessungen macht deutlich, daß nur vermittels einer statistischen Arbeitsweise ein verläßliches Resultat erzielt werden kann. Rau hat mit Reihenversuchen zur Ermittlung des Gefrierkernspektrums [9, 19, 41, 42] diesen Weg beschritten, wobei aber seine kleinsten Tröpfchen mit einem Durchmesser von 310 μ immer noch eine bis zwei Zehnerpotenzen größer sind, als es den natürlichen Verhältnissen in der Wolke entspricht.

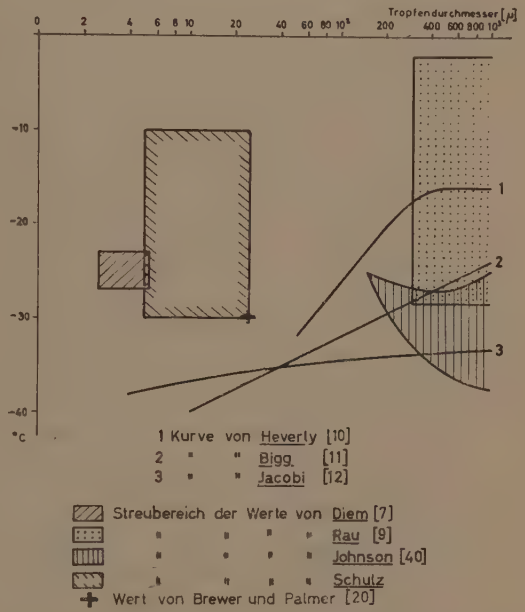


Abb. 1. Gefriertemperatur von Tröpfchen in Abhängigkeit vom Durchmesser

Da die vorliegenden Ergebnisse zum Teil recht stark voneinander abweichen, haben wir es unternommen, durch weitere Messungen einen Beitrag zur Klärung dieses Problems zu leisten; dabei wurde vor allem auf die Erfüllung folgender zwei Bedingungen gesehen:

a) die Wasserproben waren atmosphärischer Herkunft, d. h. durch Kondensation entstanden aus Luft, in deren Natur kein Eingriff — insbesonders in Form einer Reinigung — vorgenommen wurde;

b) bei den benutzten Proben handelt es sich um Tröpfchen, deren Größe derjenigen der Wolkenelemente entsprach.

2. Anordnung und Durchführung der eigenen Messungen

1. Die Apparatur

Für unsere Versuche wurde die von Diem [7] beschriebene Anordnung benutzt. Ein Metallspiegel von 22 mm Durchmesser und 0,5 mm Dicke liegt zwischen zwei Kanälen, durch die Luft geleitet wird, die in Kühlthermostaten bis zu — 40° C gekühlt werden kann. Der Spiegel wird auf der Unterseite so lange gekühlt, bis auf seiner Oberseite Kondensation und schließlich Gefrieren der Tropfen eintritt.

Die Beobachtung der Vorgänge auf der Spiegeloberfläche erfolgt mit einem Zeissschen Stereomikroskop, das infolge seines großen freien Arbeitsabstandes von 30 mm einen Durchblick durch den oberen Kanal gestattet und somit ein Arbeiten in einer Kältekammer überflüssig macht.

Die Temperatur des Spiegels und der Luft wird mit Thermoelementen gemessen, von denen das eine sorgfältig auf der Spiegelrückseite aufgelötet ist, das andere die Temperatur der atmosphärischen Luft 10 mm über dem Spiegel mißt.

Als Spiegelmaterial dienen abwechslungsweise Aluminium, Nickel und Silber, wobei Aluminium und Silber in ihren Wärme- und elektrischen Eigenschaften extreme Metalle sind, während Nickel physikalisch dazwischen steht. Um von dem betreffenden Metall herrührende Einflüsse (Kristallstruktur, Wärme- bzw. elektrische Eigenschaften) weitgehend auszuschalten, werden diese drei Spiegel im Verlauf der Versuche mit einer Zaponlack- bzw. Vaselineschicht überzogen.

Die Versuchsanlage ist so getroffen, daß die in der Beobachtungskammer befindliche Luft kontinuierlich umgewälzt und keinerlei Frischluft zugeführt wird; Kammer und Spiegel werden sorgfältig rein gehalten. Damit ist gewährleistet, daß die zu untersuchende Luft keinerlei Veränderung gemäß unserer Bedingung b) erfährt.

2. Der Meßvorgang

Die Ausgangstemperatur am Spiegel kann beliebig gewählt werden und liegt zu Beginn der Messung zwischen 0° C und 20° C. Ausgehend von dieser Temperatur wird der Kühlvorgang eingeleitet, wobei Kühlgeschwindigkeiten von 0,1° C/min bis etwa 14° C/min eingestellt werden können. Bei der Abkühlung bedeckt sich der Spiegel nach Erreichen des Taupunkts mit einem gleichmäßigen Tropfenbeschlag. Die Beobachtung zeigt nun, daß mit der weiteren Kühlung die Wassertröpfchen beginnen, sich von einer bestimmten Temperatur an in Eis zu verwandeln. Der Gefriervorgang eines Tropfens erfolgt in kürzester Zeit, aber nicht gleichzeitig an allen Tropfen, so daß deshalb bei einem einzigen Versuch zehn und mehr Tropfengefriertemperaturen t_g notiert werden können. Damit sich der Einfluß der ersten Erstarrungsvorgänge nicht zu schnell auf den ganzen Spiegel ausdehnt, wurde im allgemeinen mit der größtmöglichen Kühlgeschwindigkeit gearbeitet.

3. Meßergebnisse

1. Häufigkeitsverteilung der Gefriertemperatur

Wie DIEM gezeigt hat, kann bei der vorliegenden Anordnung die Spiegeltemperatur in guter Näherung gleich der Temperatur der Tröpfchen gesetzt werden. Bei den folgenden Darstellungen der Häufigkeitsverteilung ist entsprechend der RAUschen Darstellungsweise die Gefriertemperatur t_g als Abszisse, die relative Häufigkeit als Ordinate gewählt. In Abb. 2 sind die Kurven für reine Metalle, in Abb. 3 für Metalle mit Überzug von Zaponlack, in Abb. 4 für solchen mit Vaseline dargestellt;

in Abb. 5 und 6 sind die Resultate ohne Unterscheidung der benützten Metalle lediglich nach der Beschaffenheit der Spiegeloberflächen zusammengefaßt.

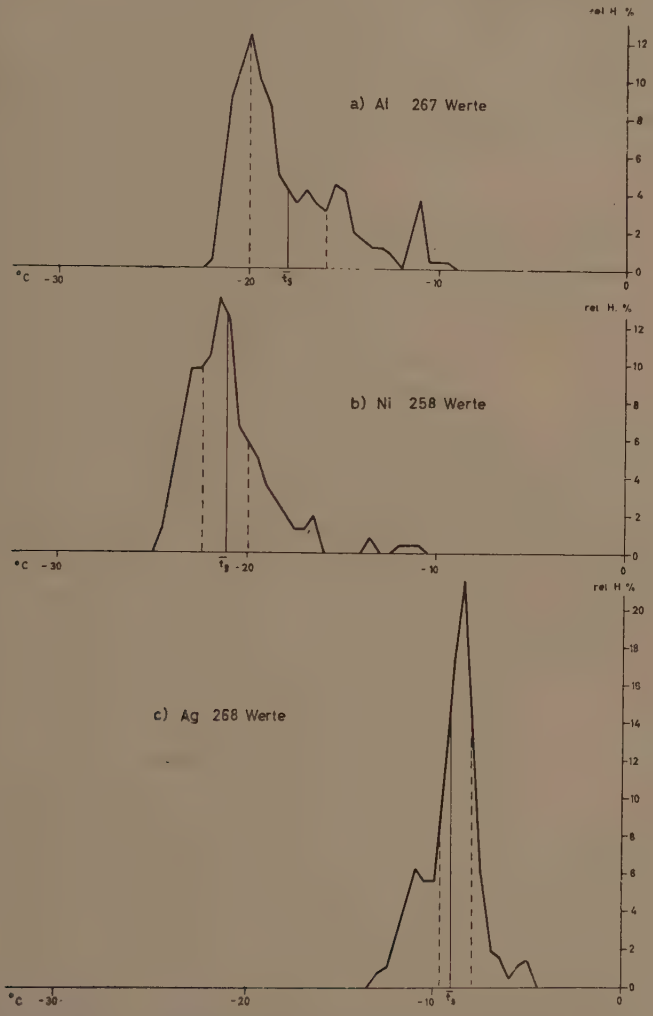


Abb. 2. Spektrum der Gefriertemperaturen bei reiner metallischer Unterlage
—— Mittelwert – – – Quartile zu 25% und 75%

Um die gezeichneten Spektren auch zahlenmäßig zu erfassen, werden die Häufigkeitsverteilungen neben der Angabe des arithmetischen Mittels t_g auch noch in Quartile unterteilt, also in vier Abschnitte, von denen jeder 25% aller Werte umfaßt. (Tabelle 1.)

Reine Metalle als Tropfenunterlage zeigen demnach die größte Streuung der Mittelwerte. Die Verschiebung des Maximums in Richtung abnehmender Temperatur erfolgt zwar parallel der Abnahme der Wärmeleitzahlen der verwendeten Metalle, deren Verhältnis $\lambda_{Ag} : \lambda_{Al} : \lambda_{Ni} = 10:5:2$ beträgt, doch vermag das allein die bei Silber um mehr als 10° C von Aluminium und Nickel abweichende Lage des Maximums nicht zu erklären. Es muß vielmehr auf Grund der Arbeiten von PRUPPACHER und SÄNGER [*13, 14*] angenommen werden, daß die Polarisierbarkeit der Atome der Fremdsubstanz von Wichtigkeit ist. Auch La-

Tabelle 1. *Mittelwerte $\bar{t}_g$ und Grenzen der Quartile der Gefriertemperaturen in % (alle Temperaturen negativ)*

Unterlage	$\bar{t}_g$	0%	25%	50%	75%	100%	Abb.
Al rein	18.05	9.0	16.0	18.8	20.0	22.5	2a
Ni rein	21.15	10.5	20.0	21.2	22.4	25.0	2b
Ag rein	9.08	4.5	8.0	8.6	9.7	13.5	2c
Al mit Überzug von Zaponlack	22.63	15.5	21.3	22.7	23.8	26.5	3a
Ni mit Überzug von Zaponlack	22.17	14.0	20.8	21.9	23.5	27.0	3b
Ag mit Überzug von Zaponlack	20.88	9.5	19.4	21.3	22.6	25.5	3c
Al mit Überzug von Vaseline	24.11	14.0	22.4	23.9	25.4	30.5	4a
Ni mit Überzug von Vaseline	22.13	12.5	21.1	22.2	23.0	25.5	4b
Ag mit Überzug von Vaseline	23.02	15.0	21.5	23.0	24.4	27.0	4c
Al + Ni + Ag	16.03	4.5	9.5	18.1	20.6	25.0	5a
Al + Ni	19.57	9.0	18.1	20.0	21.3	25.0	6a
Zaponlack	21.89	9.5	20.6	22.0	23.3	27.0	5b
Vaseline	23.10	12.5	21.6	22.9	24.2	30.5	5c
Zaponlack + Vaseline	22.49	9.5	21.0	22.7	24.0	30.5	6b
Mittel	20.34	4.5	19.3	21.5	23.2	30.5	5d

dungsverhältnisse, wie sie von WOLF und GNAM [*43, 44*] festgestellt wurden und der Einfluß von elektrischen Entladungen, den RAU [*45*] untersucht, können eine große Rolle beim Gefriervorgang spielen. Schließlich liegt auch nahe, daß die Alterung des Silberspiegels, wie sie nach DIEM [*7*] zu erwarten war, Veränderungen des Spektrums bedingen kann.

Da eine Silberoberfläche eine relativ schnelle Alterung erleidet, wurde durch Sonderserien geprüft, ob dies einen Einfluß auf die Bestimmungen der Gefriertemperatur haben könnte; die Ergebnisse sind in Abb. 7 zusammengefaßt. Die beiden Spektren der Abb. 7 wurden in zwei um vier Wochen auseinanderliegenden Meßserien mit 170 und 98 Beobachtungen gewonnen. Aus der Zeichnung geht hervor, daß Alterungsfolgen zwar merklich, jedoch nur von untergeordneter Bedeutung sind. Bei der Alterung verschwindet die Häufungsstelle bei — 5° C; die beiden anderen bei — 11° C bzw. — 12° C bleiben zwar erhalten,

gehen jedoch in ihrer Bedeutung zurück und erscheinen ebenso wie das arithmetische Mittel t_g um 0,5° C in Richtung negativer Temperatur verschoben. Die Änderung, die das Spektrum erfährt, besteht in einer

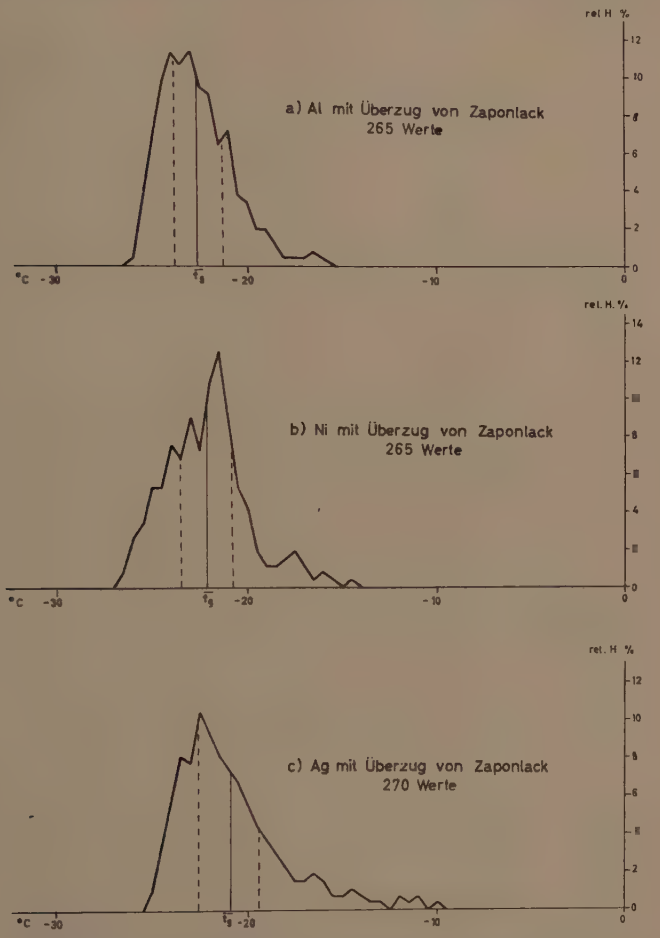


Abb. 3. Spektrum der Gefriertemperaturen bei Zaponlacküberzug
—— Mittelwert – – – Quartile zu 25% und 75%

Verstärkung des Hauptmaximums auf Kosten der sekundären Maxima, während der Mittelwert eine geringe Verschiebung erleidet.

Bei den anderen Metallen war keine Alterung zu erwarten, da sich Aluminium fast augenblicklich nach dem Polieren mit einer außerordentlich beständigen Oxydschicht überzieht, eine polierte Nickelschicht sich hingegen über lange Zeiträume gegen Luft als korrosionsfest erweist.

Die Summenkurven Abb. 5 und 6 zeigen außer einer allgemeinen Glättung keine Besonderheiten. Wieweit das Spektrum Abb. 5a durch die Sonderstellung des Silbers beeinflußt wird, zeigt Abb. 6a, wo die Häufigkeitsverteilung nur auf Grund des Aluminium- und des Nickelspektrums berechnet wurde.

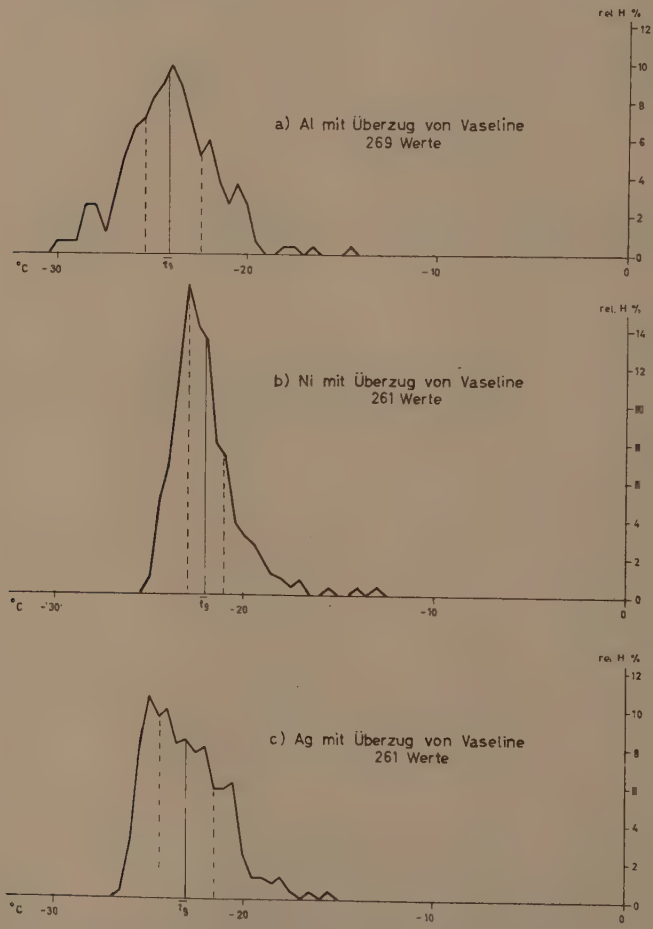


Abb. 4. Spektrum der Gefriertemperaturen bei Vaselineüberzug
—— Mittelwert – – – Quartile zu 25% und 75%

2. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Gefriertemperaturen

MASON [29] findet bei seinen Versuchen eine Abhängigkeit der Gefriertemperatur von der Kühlgeschwindigkeit. Bei unseren Versuchen wurde eine derartige Abhängigkeit im Kühlbereich von 0,1° C/min bis 14° C/min nicht gefunden, sondern es zeigt sich, daß die Meßpunkte

mehr oder minder dicht flächenhaft verteilt sind. Die mit Meßpunkten belegten Flächen sind in Richtung abnehmender Temperaturen durch Kurven begrenzt, die in Abb. 8 dargestellt werden.

Die Kurven der Abb. 8 geben somit nicht etwa einen funktionellen

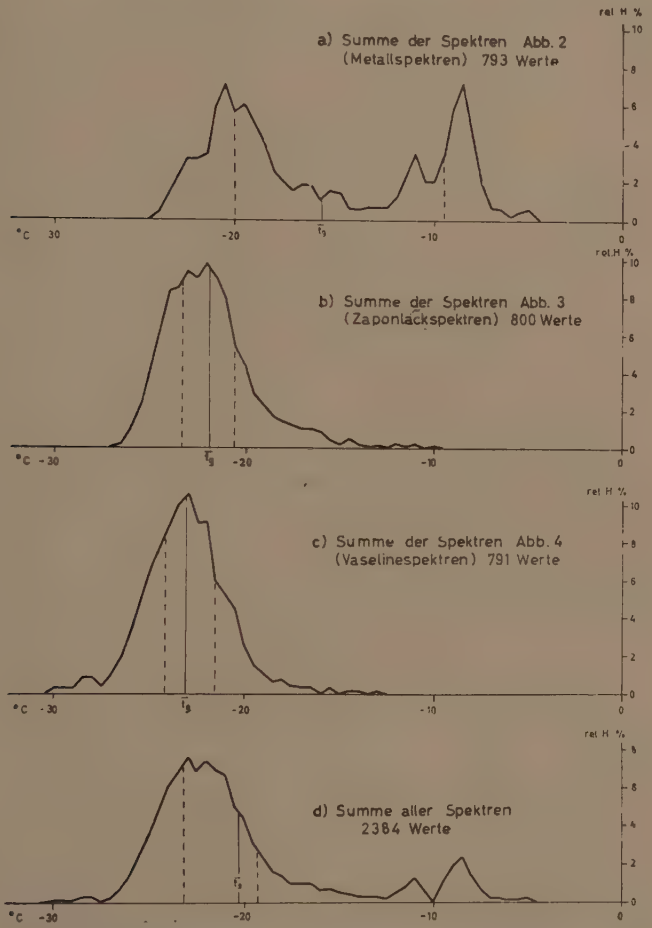


Abb. 5. Zusammenfassung der Spektren der Gefriertemperaturen
—— Mittelwert – – – Quartile zu 25% und 75%

Zusammenhang wieder, sondern stellen lediglich die Grenze dar, von der ab in Richtung abnehmender Temperaturen keine Meßwerte mehr vorliegen. Die Neigung der Kurven ist apparativ bedingt; bei unseren Kühlthermostaten kann im angeschlossenen Verbraucher bei einer Temperatur von — 15° C nicht mehr jede beliebige Kühlgeschwindigkeit erzeugt werden.

Die Gestalt der Kurve für Silber läßt vermuten, daß dort bei hinreichender Zahl von Beobachtungen ein senkrechter Verlauf erreicht

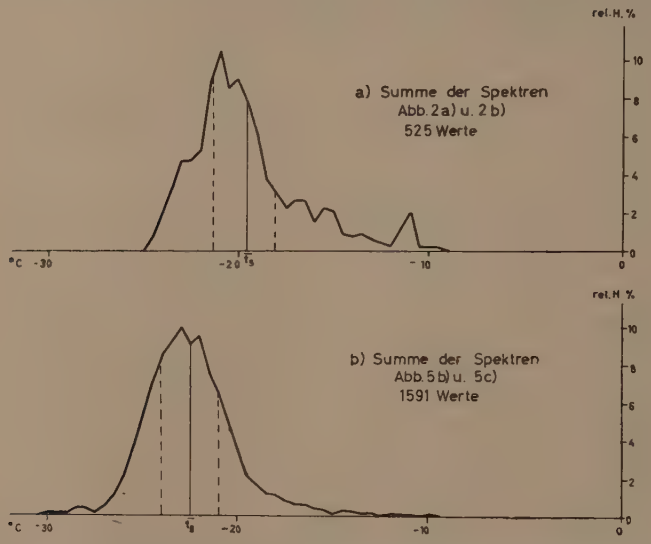


Abb. 6. Zusammenfassung ausgesuchter Spektren der Gefriertemperatur
—— Mittelwert – – – Quartile zu 25% und 75%

werden könnte, da bei den verhältnismäßig hohen Gefriertemperaturen die Kühlgeschwindigkeit noch in weiten Grenzen variiert werden kann.

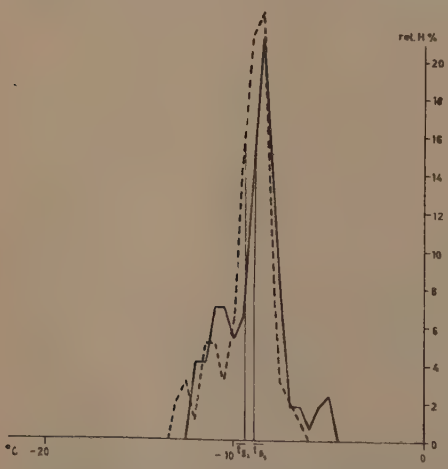


Abb. 7. Spektrum des Ag-Spiegels
—— nach frischer Politur (170 Werte), Mittel $\overline{t_{g_1}}$
– – – nach vierwöchiger Alterung (98 Werte), Mittel $\overline{t_{g_2}}$

Alle Kurven, ausgenommen diejenige für Silber, laufen asymptotisch aus, womit die Grenzen der Leistungsfähigkeit der vorliegenden Meßanordnung angedeutet werden.

Die Bedeutung der Kurven der Abb. 8 liegt in der Temperaturabhängigkeit. Es zeigt sich nämlich auch hier, daß die Kurven für die reinen Metalle im Gegensatz zu den Zaponlack- bzw. Vaselinespektren eine starke Streuung aufweisen. Diese Tatsache ist eine feste Stütze für die Aussage, daß der Gefriervorgang auf metallischer Unterlage eine vorerst nicht zu klä-

rende Beeinflussung erfährt. Die Raumtemperatur schwankte während der Versuche nur zwischen 16,5° C und 20,5° C, was bei der Leistungsfähigkeit der Thermostaten keine Bedeutung besitzt. Vielmehr wird auch hier wieder der Effekt der Wärmeleitung spürbar, denn analog

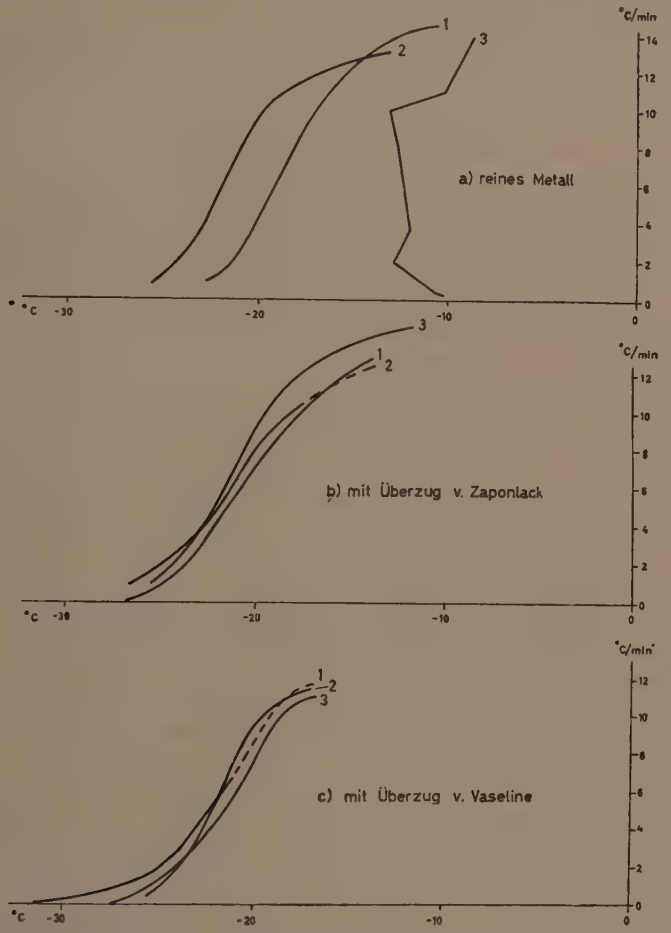


Abb. 8. Grenzkurven für die Abhängigkeit der Gefriertemperatur von der Kühlgeschwindigkeit

1 = Aluminium *2* = Nickel *3* = Silber – – – Verlauf nicht gesichert

zu den Spektren streuen die Metallkurven wesentlich stärker als die Zaponlack- bzw. Vaselinekurven.

3. Einfluß der Tropfengröße

Der Durchmesser der untersuchten Tropfen schwankt zwischen 5 und 25 μ. Die Versuchsanordnung bedingt, daß bei jedem Versuch

durch das Gesichtsfeld des Mikroskopes stets eine Tropfenauswahl mit mehreren in dem angegebenen Bereich möglichen Durchmessern erfaßt wird. Da nach DIEM [46], RITTBERGER [47] und FRITH [48] in den Wolken immer ein mehr oder weniger breites Spektrum der Tropfengröße gegeben ist, entsprechen unsere Messungen weitgehend den natürlichen Verhältnissen, weshalb auch kein Versuch unternommen wurde, einzelne Tropfengrößen zu isolieren. Ein Zusammenhang zwischen Gefriertemperatur und Tropfengröße wurde dabei nicht gefunden.

4. Diskussion der Meßergebnisse

Nach unseren Messungen (Abb. 2 bis 6) sind die Spektren der Gefriertemperatur von der Unterlage unabhängig, auf der die Tropfen entstanden sind. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu den Untersuchungen von RAU [4]. Es folgt daraus, daß bei Vergleichen verschiedener Untersuchungen auf den Einbezug von Metallen als Trägerflächen verzichtet werden muß.

Die Ursache der für die verschiedenen Metalle festgestellten Unterschiede der Gefriertemperaturen ist wenigstens zum Teil in deren verschiedener Wärmeleitfähigkeit zu suchen. So werden auf Nickel mit der schlechtesten Wärmeleitfähigkeit die tiefsten Temperaturen erreicht. Das Spektrum ist gegenüber dem des Aluminiums um etwa 1,5° C in Richtung tieferer Temperaturen verschoben und überdies treten Gefriertemperaturen zwischen — 10° und — 16° C seltener auf. Die Meßwerte werden auf einen kleinen Temperaturbereich zusammengedrängt und damit rücken die eingezeichneten Quartilgrenzen näher zusammen. Ausgeprägter wird diese Erscheinung noch auf Silber, dessen häufigste Gefriertemperatur fast die doppelte relative Häufigkeit erreicht. Die Verschiebung des Silberspektrums in Richtung höherer Temperatur beweist, daß Silber in besonderer Weise geeignet ist, den Gefriervorgang bei hohen Temperaturen einzuleiten.

Wäre allein die verschiedene Wärmeleitung für den Unterschied der Spektren verantwortlich, so müßte eine zwischen Metall und Tropfen gelegte Schicht von wesentlich geringerer Wärmeleitfähigkeit eine gleichmäßige Verschiebung der Spektren in Richtung negativer Temperaturen bewirken, ohne die Gestalt der Spektren zu verändern. Um diesen Nachweis zu führen, wurden die verwendeten Metalle mit einer zwischen 4,5 μ und 5 μ dicken Zaponlackschicht bzw. einer etwa gleich dicken Vaselineschicht überzogen.

Die auf diesen Schichten gemessenen Werte (Abb. 3 und 4) stimmen in keiner Weise mit der Erwartung überein. Die Zaponlackkurven der Abb. 3 sind zwar in ihrer Form nicht gleich, doch ist die Streuung der Quartile (Tabelle 1) für die verschiedenen Trägermetalle gering. Diese gute Übereinstimmung ist bei den Vaselinespektren nicht im gleichen Umfang gegeben. Zwar schwanken die Mitteltemperaturen $\bar{t}_g$ nur gering, doch zeigt der Kurvenlauf bei jeder Unterlage ein wesentlich anderes Bild. Die Ursache dafür ist wohl hauptsächlich in der Unmöglichkeit

zu suchen, die Vaseline in derselben Gleichmäßigkeit wie den Zaponlack aufzubringen.

Auf Grund dieser Ergebnisse ist anzunehmen, daß im allgemeinen eine Schicht von wenigen Mikron Dicke ausreicht, um weitgehend unabhängig von der Unterlage ein eigenes Spektrum der Gefriertemperatur hervorzurufen. Das schon bei — 9,5° C beginnende Spektrum des Silberspiegels mit Zaponlack und sein niederes Mittel t_g zeigen, daß bei Silber die Schicht dicker sein muß, um den Einfluß des Metalls restlos zum Verschwinden zu bringen. Die etwas dickere Vaselinehaut reicht dagegen aus, um die Silbereigenschaften auszulöschen.

Die Zusammenfassung in den Summenspektren der Abb. 5 und 6 veranschaulicht in übersichtlicher Form die Ergebnisse. Völlig im Einklang mit Jacobi [*12*] kann gesagt werden, daß metallische Unterlagen ein Gefrieren schon bei höheren Temperaturen begünstigen; dabei ist je nach Art des Metalls eine verschiedene Lage der häufigsten Gefriertemperatur zu erwarten.

Das bei Rau [*9*] so wichtige Maximum der Gefriertemperatur bei — 11° C tritt bei uns nur bei rein metallischer Unterlage als sekundäres Maximum in Erscheinung (Abb. 5a). Die große relative Häufigkeit der Gefriertemperaturen zwischen — 10° C und — 16° C ist ausschließlich an die Metalle gebunden.

Damit zählen die Metallspektren als Sonderfälle.

Die Zaponlackspektren (Abb. 5b) und die Vaselinspektren (Abb. 5c) zeigen trotz der chemisch so verschiedenen Substanz große Ähnlichkeit. Diese gute Übereinstimmung verleiht den Kurven weitgehende Allgemeingültigkeit, so daß die Abb. 5b, 5c und 6b mit den Ergebnissen anderer Autoren vergleichbar sind und Schlüsse auf wolkenphysikalische Vorgänge zulassen. Weiter spricht dafür Abb. 8, in der die Kurven von Zaponlack und Vaseline gut übereinstimmen.

In der Kurve *a*, Abb. 5, ist das von Rau [*9*] bei — 5° C festgestellte sekundäre Maximum nur bei Silber angedeutet; Rau selbst schreibt, daß er das Auftreten dieses Maximums durch Alterung der nach seiner Theorie an dieser Stelle wirksamen Kerne bzw. durch deren Fernhalten unterbinden konnte. Allerdings ist nicht einzusehen, weshalb verschiedenartige Verunreinigungen stets bei einem und demselben Schwellenwert wirksam werden sollten. Eher scheint dagegen die bereits bei Diem [*7*] angedeutete, von Hosler [*49*] und neuerdings von Pruppacher und Sänger [*13, 14*] vertretene Ansicht zu stimmen, daß bei jeder Temperatur unter 0° C der Gefriervorgang eingeleitet werden kann, falls nur eine Substanz vorhanden ist, die als Eiskeim wirksam wird. Dagegen kann der Folgerung von Pruppacher und Sänger nicht zugestimmt werden, wonach sich das Spektrum ohne Gliederung von 0° C an zu negativen Temperaturen erstreckt. Unstetigkeiten in der Strukturänderung, Dichtesprünge oder andere Eigenschaften des Wassers müssen nicht unbedingt die Ursache für den Gefriereinsatz bilden. Bei den meisten Autoren, so auch bei Rau [*9*], werden vielmehr Kerne dafür verantwortlich gemacht.

Obgleich die Ergebnisse der Messungen keineswegs mit denen von RAU [9] übereinstimmen, so läßt doch die äußere Form der Spektren nur zwei Deutungen zu: Entweder es sind immer dieselben Substanzen, die das Gefrieren bei stets denselben Schwellenwerten veranlassen, oder der Gefriervorgang verläuft unabhängig von speziellen Kernen, wobei dann aber die Kernhypothese überhaupt überflüssig wird. An ihre Stelle könnten Eigenschaften des berührenden Mediums, wie z. B. dessen Wärmeleitfähigkeit treten, die nach unseren Versuchen zweifellos den Gefriervorgang beeinflußt. Eine Abhängigkeit nur von der Wärmeleitfähigkeit würde zur Folge haben, daß bei Wolkentröpfchen keine Änderung des Spektrums der Gefriertemperaturen gegenüber unseren Laboratoriumsmessungen zu erwarten wäre. Einer Änderung der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{Ni} : \lambda_{Vaseline} = 500 : 1$, die nur eine Verschiebung des Maximums um 1,5° C bewirkt, würde dann nämlich die viel kleinere Änderung

$$\lambda_{Vaseline} : \lambda_{Luft} = 10 : 1$$

gegenüberstehen.

Das zweite Rausche Teilmaximum bei — 11° C tritt in unseren Kurven bei Metallen auf und ist bei Nickel am wenigsten ausgeprägt. Diese Unterschiede mögen zum Teil dadurch bedingt sein, daß unsere Tropfen um eine bis zwei Zehnerpotenzen kleiner waren als die kleinsten Tropfen von RAU; RAU [9] hat nämlich den Zusammenhang zwischen Tropfenvolumen und Unterkühlbarkeit untersucht und gefunden, daß mit abnehmender Tropfengröße dieses zweite Maximum ständig abnimmt, während ein drittes Maximum bei — 19° C in gleichem Maße wächst. Damit entspricht das Rausche Spektrum etwa dem unseres Aluminiumspiegels (Abb. 2a) und dürfte keine allgemeine Gültigkeit haben. Dagegen scheinen die Spektren auf Zaponlack und Vaseline auf die Verhältnisse der Wolkenphysik anwendbar zu sein.

Um das Verhältnis gefrorener zu flüssigen Tropfen zu charakterisieren, wurde die relative Häufigkeit der Unterkühlungen aus den Beobachtungen zum Spektrum der Abb. 6 berechnet und über der Temperatur aufgetragen. Eine merkliche Eisbildung aus unterkühlten Tropfen setzt bei — 14° C ein und ist bei — 28° C abgeschlossen. Knapp 40% der beobachteten Tröpfchen erstarren im Bereich zwischen — 22° C und — 24° C.

Die von uns auf Zaponlack und Vaseline gemessenen 1591 Werte liegen innerhalb des in Abb. 1 eingezeichneten Streubereiches. Sie schließen sich in Tropfengröße und Gefriertemperatur den Werten von DIEM [7] an. Das war zum Teil zu erwarten, da unsere Untersuchung nach demselben Prinzip wie bei DIEM durchgeführt wurde. Überraschend bleibt die Übereinstimmung bei einer Verwendung von Zaponlack und Vaseline.

Bisher wurden für die atmosphärische Eisbildung von FINDEISEN [2] Sublimationskerne und von VOLMER [3], KRASTANOW [15, 16] und WALL [17] Gefrierkeime verantwortlich gemacht. Nach FINDEISEN versteht man unter Sublimationskernen Partikel, an denen der Wasserdampf der Umgebung beim Erreichen einer gewissen Temperatur unmittelbar sublimiert;

die flüssige Phase tritt dabei nicht in Erscheinung. Nach WALL bezeichnet man als Gefrierkerne Partikel, an denen angelagertes Wasser gefriert, sobald eine bestimmte Temperatur unterschritten wird. Gefrier- oder Eiskeime sind ebenfalls nach WALL Eisteilchen mit oder ohne eingelagerten gelösten oder festen Kern, die zum Ausgangspunkt der Eisbildung werden. Auf Grund unserer Untersuchungen muß nun angenommen werden, daß die Wolkenelemente selbst in Wechselwirkung mit ihrer Umgebung den bisher noch weitgehend unbekannten Erstarrungsvorgang bestimmen, so daß nicht die bequeme Hypothese von den unbekannten, noch nie nachgewiesenen Partikelchen benötigt wird. Es kann hingegen heute als sicher gelten, daß z. B. vorhandene elektrische Felder in ihrer Reichweite eine besondere Wirkung auf Tröpfchen ausüben.

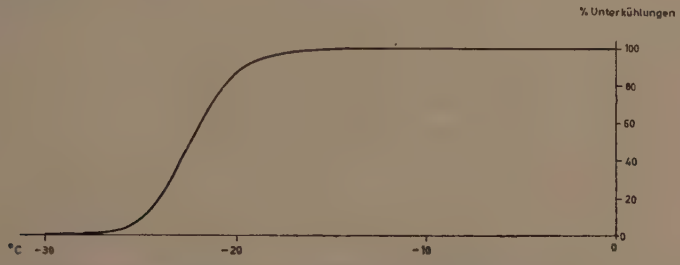


Abb. 9. Prozentuale Häufigkeit von Tropfenunterkühlungen auf Taupunktspiegeln mit Zaponlack und Vaselineüberzug

Um den Zusammenhang zwischen Unterkühlbarkeit der Tropfen (Abb. 9) und den wolkenphysikalischen Vorgängen zu zeigen, haben wir in Tabelle 2 für verschiedene Wolkenunter- und Obergrenzen aus dem Stüve-Papier bei verschiedenen Lufttemperaturen am Boden die Wolkengipfeltemperatur ermittelt.

Tabelle 2. *Wolkengipfeltemperatur in Abhängigkeit von Lufttemperatur, Kondensationsniveau und Wolkenobergrenze, abgelesen aus dem Stüve-Diagramm*

Höhe der Wolken in m		Wolkengipfeltemperaturen in °C bei Lufttemperaturen am Boden von °C				
Untergrenze	Obergrenze	— 10°	0°	+ 10°	+ 20°	+ 30°
500	3000	— 36°	— 25°	— 13°	— 1°	+ 11°
	5000	— 53°	— 42°	— 27°	— 14°	+ 1°
1000	3000	— 37°	— 26°	— 16°	— 4°	+ 7°
	5000	— 54°	— 42°	— 32°	— 17°	— 3°
1500	3000	— 37°	— 27°	— 17°	— 6°	+ 5°
	5000	— 55°	— 43°	— 33°	— 20°	— 7°

Es zeigt sich sofort, daß bei Temperaturen von mehr als + 20° C in Bodennähe (wie in den Tropen ganzjährig und in den gemäßigten Breiten während des Sommers) selbst an den Wolkenobergrenzen wenig

Wahrscheinlichkeit für eine Vereisung besteht. Die von BERGERON [*1*] hypothetisch geforderte Eisphase wird dort nur in den seltensten Fällen auftreten. BERGERON [*1*] nimmt weiter an, daß in der Umgebung eines gefrorenen Tröpfchens oder eines Eiskristalls alles Wasser wegen der Dampfdruckdifferenz Wasser-Eis verdampft, um sich an dem dadurch ständig wachsenden Eisteilchen anzulagern. Der Gefrierprozeß verläuft hingegen nach unseren Beobachtungen in folgender Form: Aus der Vielzahl der im Gesichtsfeld des Mikroskopes befindlichen Tröpfchen erstarrt plötzlich an irgendeiner Stelle eines zu Eis, was an Hand der Änderung der Lichtbrechung deutlich festzustellen ist. Sofern die in der unmittelbaren Umgebung dieses Eisteilchens befindlichen Tröpfchen nicht augenblicklich vom Gefriervorgang erfaßt werden, verdampfen sie und sublimieren auf dem Eisteilchen, wodurch ein von Tröpfchen freier Hof entsteht. Dieser Hof, also der Bereich, innerhalb dessen ein Eisteilchen seine Umgebung beeinflußt, beträgt etwa das Zehnfache seines Radius. Eine Überschlagsrechnung veranschaulicht die Bedeutung dieser Beobachtung: Eine Wolke habe in 5000 m Höhe den extrem hohen Wassergehalt von 5 g/m³. Daraus ergeben sich für verschiedene Tropfengrößen die Tropfenzahlen je mm³ nach Tabelle 3.

Tabelle 3. *Tropfenanzahl in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser bei vorgegebenem Wassergehalt von 5 g/m³*

Tropfendurchmesser μ	2	5	10	20	50
Tropfenzahl /mm³ ...	10^3	10^2	10	1	10^{-1}

Der Abstand der einzelnen Tropfen in einer Wolke beträgt im Mittel bei diesem extrem hohen Wassergehalt etwa das Hundertfache des Tropfenhalbmessers und ist damit mindestens zehnmal so groß wie der oben angegebene Einflußbereich eines Eisteilchens. Bildet sich also ein Eisteilchen, dann wird es in den seltensten Fällen die Tropfen seiner Umgebung beeinflussen können. Die Messungen von RITTBERGER [*47*] haben diese theoretischen Überlegungen in vollem Umfang bestätigt, wobei er eine große Zahl Wolken vermessen hat, die gleichzeitig und langzeitig aus Tropfen und Eiskristallen bestanden. Daraus folgt:

1. Es besteht mindestens im Sommerhalbjahr unserer Breiten und ganzjährig in den Tropen nur eine geringe Wahrscheinlichkeit zur Eisbildung in den Wolken.

2. Die Entfernung benachbarter Wolkentröpfchen und Eisteilchen ist im Verhältnis zur Teilchengröße so, daß eine gegenseitige Beeinflussung über den Dampfdruck nicht wahrscheinlich ist.

Aus diesen beiden grundlegenden Ergebnissen folgt für viele Fälle mit Niederschlagsbildung, daß die von BERGERON [*1*] vermuteten Vorgänge nur einen sehr geringen Wirkungsgrad erlangen können. Um den Vorgang der tropischen Niederschlagsbildung zu erklären, nimmt MASON [*29*] an, daß dort die Umstände für die Koagulation günstiger sein müssen. Es ist jedoch nicht einzusehen, weshalb allein in den Tropen grundsätzlich

andere Vorgänge für den Niederschlagsmechanismus bestimmend sein sollten. Vielmehr muß auf Grund der Arbeiten von PRUPPACHER und SÄNGER [*13*, *14*], WOLF und GNAM [*43*, *44*] und RAU [*45*] angenommen werden, daß bisher nicht erkannte oder zu wenig beachtete elektrische Vorgänge die Niederschlagsbildung in großem Maßstabe beeinflußten.

Vergleichen wir unsere Meßergebnisse mit Beobachtungen aus der freien Atmosphäre, so ergibt sich, daß in ihr Unterkühlungen nicht so häufig auftreten, als man nach den Laboruntersuchungen annehmen möchte. Dabei sind nur Statistiken herangezogen worden, da Einzelbeobachtungen oder Durchschnittstemperaturen, wie sie z. B. von MANN [*31*] vorliegen, keine Aussage ermöglichen. Es zeigen die verschiedenen Statistiken eine bemerkenswert gute Übereinstimmung: den häufigsten Temperaturbereich, in dem Eisteilchen auftreten, finden PEPPLER [*30*] und MARCHAND [*34*] zu — 12° C bis — 16° C, MURGATROYD [*37*] zu — 12° C bis — 18° C. Das ist der Bereich, in dem auch nach unseren Messungen der Übergang in die Eisphase beginnt, der bei uns allerdings erst bei viel tieferen Temperaturen abgeschlossen ist. Weitere Beobachtungen geben in der Regel höhere Gefriertemperaturen an, doch wurden auch schon bei Temperaturen von — 30° C und — 35° C (WEGENER [*50*], WEICKMANN [*6*]) noch unterkühlte Wasserwolken angetroffen.

Die vorliegende Arbeit bedarf besonders in Hinsicht auf zwei Punkte der Ergänzung. Um die hier mitgeteilten Ergebnisse zu sichern, sollte weiteres statistisches Material gesammelt werden. Ferner müssen in Erweiterung der Arbeit von PRUPPACHER und SÄNGER [*13*, *14*] im Aerosol befindliche Substanzen auf ihre Gefrierkeimfähigkeit im wassergelösten Zustand geprüft werden, so daß der Versuch gemacht werden kann, einen Zusammenhang zwischen Gefriertemperatur und Substanzbeimengung herzuleiten, falls ein solcher existiert.

Literatur

1. BERGERON, T.: On the Physics of Cloud and Precipitation. Mémoire prés. à l'Association de Météorologie de l'U. G. G. J., Lissabon, 1933.
2. FINDEISEN, W., und G. SCHULZ: Experimentelle Untersuchungen zur atmosphärischen Eisteilchenbildung I. Forsch.- u. Erfahr.-Ber. Reichsamt Wetterdienst A **27** (1944).
3. VOLMER, M.: Kinetik der Phasenbildung. Leipzig, 1939.
4. RAU, W.: Nachweis der allgemeinen Gültigkeit des Gefrierkernspektrums. Geof. pura appl. **26**, 75 (1953).
5. MEYER, J., und W. PFAFF: Kristallisation von Schmelzen. Z. anorg. Chem. **224**, 305 (1935).
6. WEICKMANN, H. K.: Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Wetterd. US-Zone **6** (1949).
7. DIEM, M.: Messung der Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Taupunktes. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2** (1950).
8. REGENER, E.: Versuche über die Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes bei tiefer Temperatur. Schr. dtsch. Akad. Luftfahrtforschg. **37** (1941).

9. RAU, W.: Über den Einfluß des Tropfenvolumens auf die Unterkühlbarkeit von Wassertropfen und die Bedeutung des Gefrierkernspektrums. Z. Naturf. **8a**, 197 (1953).
10. HEVERLY, J. R.: Supercooling and Crystallization. Trans. Amer. Geoph. Un. **30**, 205 (1949).
11. BIGG, E. K.: The Formation of Atmospheric Ice Crystals by the Freezing of Droplets. Quart. J. Roy. Met. Soc. **79**, 510 (1953).
12. JACOBI, W.: Über die Eisbildung in reinem unterkühltem Wasser. Z. Naturf. **10a**, 322 (1955).
13. PRUPPACHER, H., und R. SÄNGER: Mechanismus der Vereisung unterkühlter Wassertropfen durch disperse Keimsubstanzen. Z. angew. Math. Phys. **6**, 407 (1955).
14. PRUPPACHER, H., und R. SÄNGER: Zur Deutung der Eiskeimfähigkeit der Stoffe. Z. angew. Math. Phys. **6**, 485 (1955).
15. KRASTANOW, L.: Über die Bildung der unterkühlten Wassertropfen und der Eiskristalle in der freien Atmosphäre. Met. Z. **57**, 357 (1940).
16. KRASTANOW, L.: Beitrag zur Theorie der Tropfen- und Kristallbildung in der Atmosphäre. Met. Z. **58**, 37 (1941).
17. WALL, E.: Einfaches Schema der atmosphärischen Eiskeimbildung. Met. Z. **59**, 177 (1942).
18. AUFM KAMPE, H. J.: Kondensation und Sublimation in der oberen Troposphäre. Forsch. Ber. Zentr. Wiss. Ber. Wesen Nr. 1491 (1942).
19. RAU, W.: Gefriervorgänge des Wassers bei tiefen Temperaturen. Schr. dtsch. Akad. Luftfahrtforschg. **8** (1944).
20. BREWER, A. W., und H. P. PALMER: Freezing of Supercooled Water. Proc. Roy. Soc. B **64**, 765 (1951).
21. EHRENBERG, W. W.: Beitrag zum Problem der Eisbildung in Wasserwolken. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **5**, 158 (1953).
22. MASON, B. J.: The Spontaneous Crystallization of Supercooled Water. Quart. J. Roy. Met. Soc. **78**, 22 (1952).
23. MCDONALD, J. E.: Homogeneous Nucleation of Supercooled Waterdrops. J. Met. **10**, 416 (1953).
24. CWILONG, B. M.: Sublimation in a Wilson Chamber. Proc. Roy. Met. Soc. **190**, 137 (1947).
25. FOURNIER D'ALBE, E. M.: Some Experiments on the Condensation of Water Vapor at Temperatures below 0° C. Quart. J. Roy. Met. Soc. **75**, 1 (1949).
26. SCHAEFER, V. J.: The Production of Ice Crystals in a Cloud of Supercooled Water Droplets. Science **104**, 457 (1946).
27. LAFARGUE, C.: Sur la congélation des gouttelettes d'eau à l'air et à l'abri de l'air. Acad. Sci. Comptes Rendus **230**, 1194 (1950).
28. POUND, G. M., L. A. MADONNA und S. L. PEAKE: Critical Supercooling of Pure Water Droplets by a New Microscopic Technique. J. Coll. Sci. **8**, 187 (1953).
29. MASON, B. J.: Progress in Cloud Physics Research. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **6**, 1 (1954).
30. PEPPLER, W.: Unterkühlte Wasserwolken und Eiswolken. Forsch.- u. Erfahr.-Ber. Reichsamt Wetterdienst B Nr. 1 (1940).
31. MANN, G.: Untersuchungen über die aerologischen Bedingungen für die Niederschlagsbildung in der Atmosphäre an Hand des Aufstiegsma-

terials der Wetterflugstelle Königsberg/Pr. Beitr. Phys. freien Atmosphäre **26,** 121 (1940).

32. Frith, R.: Artificial Nucleation of Clouds. Met. Mag. **79,** 5 (1950).

33. Coons, R. J., E. L. Jones und R. Gunn: Fourth Partial Report on Artificial Production of Precipitation: Cumulus Clouds, Gulf States. Bull. Amer. Met. Soc. **30,** 289 (1949).

34. Dessens, H.: Sur l'apparition des particules glacées dans les cumulus. Puy de Dôme. Obs. Bull. Ser. 2 Nr. 1, 20 (1953).

35. Dessens, H.: Recherche sur la pluie artificielle à l'observation du Puy de Dôme. Ann. Géoph. **6,** 331 (1950).

36. aufm Kampe, H. J., und H. K. Weickmann: The Effectiveness of Natural and Artificial Aerosols as Freezing Nuclei. J. Met. **8,** 283 (1951).

37. Murgatroyd, R. J.: Cloud Physics at the Meteorological Research-Flight. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **8,** 246 (1955).

38. Day, G. J.: The Occurrence of Ice Crystals in the Free Atmosphere. Met. Mag. **83,** 230 (1954).

39. Ludlam, F. H.: Production of Showers by the Growth of Ice Particles. Quart. J. Roy. Met. Soc. **79,** 543 (1952).

40. Johnson, J. C.: A Study of the Freezing Temperature of Supercooled Water with Special Preference to Drops having Diameters from 150 to 1700 μ. Sc. D. Thesis, Mass. Inst. Technology (1948).

41. Rau, W.: Unterkühlbarkeit des Wassers und atmosphärische Eisbildung. Wetter u. Klima **3/4,** 81 (1949).

42. Rau, W.: Über die Wirkungsweise der Gefrierkerne im unterkühlten Wasser. Z. Naturf. **5a,** 667 (1950).

43. Wolf, F.: Zum Anteil des Faraday-Sohncke-Effekts am Zustandekommen der Gewitterelektrizität. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2,** 242 (1956).

44. Gnam, G., und F. Wolf: Quantitatives zur Elektrizitätserzeugung durch den Wasserfalleffekt auf Eis. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **9,** 232 (1956).

45. Rau, W.: Eiskeimbildung durch dielektrische Polarisation. Z. Naturf. **6a,** 649 (1951).

46. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen. Ann. Hydr. **70,** 142 (1942); Met. Rdsch. **1,** 261 (1948).

47. Rittberger, W.: Sichtweite, Tropfengröße und Wassergehalt in Wolken. Diplomarbeit, T. H. Karlsruhe, 1955.

48. Frith, R.: The Size of Cloud Particles in Stratocumulus Clouds. Quart. J. Met. Roy. Soc. **77,** 441 (1951).

49. Hosler, C. L.: On the Crystallization of Supercooled Clouds. J. Met. **8,** 326 (1951).

50. Wegener, A.: Thermodynamik der Atmosphäre. Leipzig. 1911.

621.396

Further Studies on the Chordal-Hop Theory of Ionospheric Long-Range Propagation

By

Hans J. Albrecht, Schramberg-Sulgen

With 1 Figure

Summary. This paper presents new results of the author's investigations on ionospheric propagation in Australia from 1952 to 1957. Considerations on path attenuation are followed by a discussion on the propagation paths to North America and Western Europe. Conclusions are in agreement with the author's previous publications in this field.

Zusammenfassung. In dieser Arbeit behandelt der Verfasser neue Ergebnisse seiner Untersuchungen über ionosphärische Ausbreitung in Australien von 1952 bis 1957. Auf eine Betrachtung über die Signalschwächung folgt eine Diskussion über die Ausbreitungswege nach Nordamerika und Westeuropa. Die Folgerungen stimmen mit den früheren Veröffentlichungen des Verfassers auf diesem Gebiet überein.

Résumé. L'auteur expose les nouveaux résultats de ses recherches sur la propagation ionosphérique en Australie de 1952 à 1957; il considère l'affaiblissement de la propagation des signaux et les chemins suivis par les ondes vers l'Amérique du Nord et vers l'Europe occidentale. Ces résultats concordent avec ceux qu'il a publiés précédemment.

1. Introduction

World-wide propagation of radio waves being made possible by the ionosphere, the majority of associated phenomena has been more or less thoroughly investigated during the last three decades. Thus light has been thrown upon all practically important aspects in the frequency ranges which permit such propagation to take place. For reasons of simplicity and economy of equipment the range 3 to 30 Mc/s is generally preferred. As far as operation on these frequencies is concerned, predictions of the maximum usable frequency (MUF) and the lowest usable high frequency (LUHF) are published by a number of ionospheric prediction services. While these predictions are in reasonable agreement with actual ionospheric conditions in the case of the MUF, things are different with the LUHF.

Studies on ionospheric propagation are, in fact, investigations on the ionospheric characteristics along the path taken by a ray from the point of transmission to that of reception. However, the interpretation of such oblique-incidence research is far more difficult than that of vertical-incidence measurements, which is due to both, the complexity of the subject and the lack of appropriate experience with scientific personnel.

Evidence being unavailable for other modes of propagation, the concept of multihop reflections between the ionospheric layer and the earth's surface was accepted about 30 years ago, for world-wide propagation in the range 1 to 30 Mc/s.

Based on observational data collected by the author at his ionospheric station (oblique incidence) at Melbourne, Australia, during the period 1952 to 1957, he found that there is sufficient proof for a different mode of propagation [*1*, *2*], namely what he defined as chordal-hop propagation.

Selecting the recent period of minimum sunspot activity 1953/54, in order to minimize other ionospheric influences, the author evaluated a considerable amount of his Australian data and concluded that a ray may be ionospherically propagated by means of geometrically inscribed hops along the ionospheric layer without, or with a reduced number of, intermediate reflections at the earth's surface. In other words, propagation is supposed to take place along the chords of the layer, or in "chordal hops."

As previously published [*1*, *2*], this conclusion was reached after carefully interpreting, checking and re-checking the data. Experimentally, the author found the basis for this mode of propagation in the fact that the attenuation measured along propagation paths of long distances is considerably less than that required by the multihop theory, due to the apparent non-existence of earth reflections. For a theoretical explanation ionospheric path diagrams were utilized to investigate the characteristics along propagation paths [*2*]. In this paper, new results are published in support of the chordal-hop hypothesis.

2. Technical Aspects

As pointed out before [*2*], the frequency used for propagation research is determined by the different effects of ionospheric characteristics upon propagation. In path investigations of the kind under discussion, it is of primary importance to omit frequencies which might be propagated due to overlapping conditions in the ionosphere. To be useful for conclusive measurements the operating frequency must be sufficiently low, so that beginning and end of an opening are reasonably abrupt and thus well-defined, due to absorption setting in with almost immediate effectiveness. In other words, under normal conditions, the frequency should be either open to propagation or not. This was found to be absolutely essential [*2*]. The LUHF presents the other limit to the range usable for propagation on a path.

Although the author collected his data at Melbourne on three to five frequencies between 3 and 30 Mc/s, the frequency of main interest is 3.5 Mc/s

for reasons pointed out above. Also, 7 Mc/s propagation values have been used in some cases, in order to confirm results obtained with 3.5 Mc/s.

With reference to the optimum path length, it obviously follows from the introductory comments on the chordal-hop concept that the longer the distance, the more conclusive are the results. Data obtained along the great-circle path from Melbourne to Western Europe have been analysed previously [2]. Now, the author wishes to present results based on a certain amount of his propagation measurements between Melbourne and the North-American continent. For the purpose of a general analysis, the total area of the United States of America was subdivided into seven different regions, "*A*" to "*G*," of which "*A*," "*C*," and "*D*" are of particular interest in connection with the data under discussion.

Region "*A*" comprises the states Connecticut, Delaware, District of Columbia, Maine, Maryland, Massachusetts, New Hampshire, New Jersey, New York, Pennsylvania, and Rhode Island. Region "*C*" consists of Arkansas, Louisiana, Mississippi, New Mexico, Oklahoma, and Texas, while "*D*" represents the state of California.

Viewed from Melbourne, Region "*A*" is at a maximum distance, namely approximately 16 800 km, while California is the region nearest to Melbourne, the distance being about 12 800 km.

3. Propagation Analysis

Using decibel presentation of the attenuation along a *multihop* path, a simple relationship is found if steady signal decrease is assumed:

$$\delta = \gamma \log D \tag{1}$$

where δ = attenuation in db
γ = constant (including ground-attenuation)
D = distance in km.

Assuming multiple reflections between ionosphere and earth's surface, several ionospheric prediction services hitherto used different values of γ, as discussed previously [2]. The free-space value of γ is 20.0. It was generally supposed that, e. g., values of 22.0 (U. S. Bureau of Standards CRPL [3]) or 25.0 (H. BREMMER's method [4]) were representative of the actual conditions prevailing, due to earth-reflection losses.

On the other hand, there are theoretical reasons for assuming a certain amount of focussing, again with the multihop mode of propagation. Approximate formulae are based on work of K. FÖRSTERLING and H. LASSEN [5, 6].

$$E^{(m)} \simeq c_p \frac{\left| r^{\,m-1} \cos \psi \right|}{\sqrt{DR\, m \sin\left(m \frac{D}{R}\right)}} \tag{2}$$

$$D \simeq 2 h_0 \tan \varphi_0 + \frac{R}{R + h_0} \alpha' C \sin \varphi_0 \ln \frac{1 + \alpha' \cos \varphi_0}{1 - \alpha' \cos \varphi_0} \tag{3}$$

$$\alpha' = \frac{f/f_c}{1 - \frac{C}{r_0}\frac{f^2}{f_c^2}\sin^2\varphi_0} \tag{4}$$

where $E^{(m)}$ = field strength at receiving point
m = number of hops between ionosphere and ground
$|r|$ = reflection coefficient of the ground
R = the earth's radius
ψ = transmission angle
φ_0 = angle of incidence at ionospheric reflection point
c_p = constant depending on transmitting power and system of units used in the calculation
f = operating frequency
f_c = critical frequency of the layer
C = half-thickness of layer
h_0 = height of reflection
r_0 = minimum height of ionosphere.

This focussing effect may theoretically increase the signal level at the point of reception. On the other hand, the multihop theory demands a signal decrease, due to reflections at the earth's surface. The losses connected with these ground reflections are accounted for by the reflection coefficient in eq. (2).

For the three long-distance paths under discussion, namely Eastern Australia to Western Europe, East Coast and West Coast of the North American continent, the theoretical effect of ground reflections can be determined by simple geographical considerations. Table 1 shows values

Table 1. *Eastern Australia to Western Europe*

Ground reflection Nr.	Appr. point of reflection	Dielectric constant ε	Ground conductivity in Siemens/m	Reflection coefficient
1	127° E 22° S	5	0.001	0.6
2	113° E 5° S	80	5	0.9
3	100° E 12.5° N	15	0.01	0.35
4	82.5° E 29° N	15	0.01	0.35
5	62° E 43° N	5	0.001	0.6
6	32° E 52° N	15	0.01	0.35
			mean value:	0.5

of the path to Western Europe, assuming an operating frequency of 3.5 Mc/s and a transmission angle of about 5° in eqs. (3) and (4), and seven hops between ionosphere and the earth's surface, according to the multihop concept.

Electrical characteristics of the ground were determined from geographical maps. Values of dielectric constant and ground conductivity are necessarily based upon assumptions, which however are sufficiently accurate. From these electrical ground characteristics the reflection coefficient was calculated in each case.

Similar considerations for the path Eastern Australia to the East Coast of North America yield five ground-reflection points within the area of the Pacific Ocean, thus = 0.9, and one at about 103° W, 35° N. With regard to the type of ground there, a dielectric constant of $\varepsilon = 15$, and a ground conductivity of 0.01 Siemens/m may be assumed, with a resultant reflection coefficient of 0.35. Thus an approximate mean value would be 0.81.

On the other hand, the path to the West Coast of North America is over water for its entire length of about five hops, and we may substitute a value of 0.9 for the average reflection coefficient.

4. Evidence on Chordal-Hop Propagation

Results of the author's investigations on propagation between Eastern Australia an d Western Europe have been dealt with in detail in a previous publication [2]. They can now be confronted with data obtained for paths to the two North American regions "*A*" and "*D*."

Tables 2 and 3 illustrate the attenuation conditions measured and calculated for regions "*A*" and "*D*," respectively. Corresponding data of the

Table 2. *Eastern Australia to North America, Region "A"*

	Measured	Calculated Meth. H. BREMMER eq. (1)	Calculated Meth. CRPL eq. (1)	Calculated Meth. K. FÖRSTERLING H. LASSEN eq. (2)
Attenuation in db...	79.0	105.8	92.8	90.0
Coefficient γ	18.7	25.0	22.0	21.3

path to Western Europe are presented in Table 4. The coefficient is defined by eq. (1). For Tables 2 and 3 results have been obtained from data collected at a total of four periods, each of a duration of several hours, around the equinox February/March, two each in 1953 and 1954, respectively

Table 3. *Eastern Australia to North America, Region "D"*

	Measured	Calculated Meth. H. BREMMER eq. (1)	Calculated Meth. CRPL eq. (1)	Calculated Meth. K. FÖRSTERLING H. LASSEN eq. (2)
Attenuation in db...	76.5	102.7	90.5	83.6
Coefficient γ	18.6	25.0	22.0	20.3

[7, 8]. Data in Table 4 are based on measurements carried out during the entire period from November 1953 to December 1954. Mean values have been utilized in all cases.

Table 4. *Eastern Australia to Western Europe*

	Measured	Calculated Meth. H. BREMMER eq. (1)	Calculated Meth. CRPL eq. (1)	Calculated Meth. K. FÖRSTERLING H. LASSEN eq. (2)
Attenuation in db...	79.4	105.8	92.8	93.0
Coefficient γ	18.8	25.0	22.0	22.0

The first noteworthy discrepancy between measured and calculated values appears to be the fact that, for each of the three paths, the attenuation measured is appreciably lower than that given by calculations. It may again be emphasized that *all* of the above methods of calculation are based upon the theory of multiple reflection between ionosphere and the earth's surface. Referring to a previous paper on this subject [2], this discrepancy can be accounted for by neglecting all losses due to reflections at the earth's surface.

Assuming focussing but *no* ground reflections, the author calculated the theoretical decrease in signal strength and derived the following formula for general application:

$$\delta \simeq 38.2 \sqrt{\log D}, \tag{5}$$

where δ = attenuation in db

D = distance in km

substituting D we find, for data in Tables 2 and 4, $\delta \sim 78{,}9$ db and for data in Table 3, $\delta \simeq 77.0$ db.

Both values are reasonably well in agreement with the path attenuation measured, which, for the same distance, is practically constant and independent of the characteristics of the ground. Considering the path to region "D" as well, it may be concluded that attenuation is only a function of distance and that it follows eq. (5) to a sufficiently large degree of accuracy.

Therefore, long-distance propagation by means of geometrically inscribed hops along the ionosphere without earth-reflection points, or "chordal-hop propagation," appears to the only reasonable explanation for the measurements obtained.

5. Chordal-Hop Analysis

Fundamentally, conditions for a chordal-hop path can be supposed to be present when the ionospheric layer at the point of reflection is not parallel to the earth's surface but inclined with the lower height towards the point of transmission or reception, respectively. Furthermore, the refractive index *along* the ionospheric layer may differ from an ideal constant and reflection may be defined as a progressive refraction. On leaving the ionospheric layer after this first touching point, the ray does not touch ground if the original transmission angle is below a certain value. Thus the angle at which the ray leaves the layer, after having been bent down, is not necessarily identical to the angle of incidence at the ionosphere, if the earth's surface is taken as a reference. The minimum path height is defined as the minimum height at which the ray passes above ground between two ionospheric reflection points, according to the chordal-hop concept. Conditions given by the propagation analysis with path attenuation, which has been described earlier in this paper, are satisfied as long as the ray does not touch the actual surface. Whether the mini-

mum path height has a value of 2 or 80 km does not affect the attenuation measurement, because, in any case, the ray does not experience ground losses.

As mentioned previously [2], the theoretical part of the author's chordal-hop concept is largely based upon path diagrams, which show the behaviour of relevant ionospheric characteristics along the path of propagation. The ionospheric path of a ray may be sketched as in Fig. 1. This figure having been drawn to scale, it is a reasonably true illustration of the path taken by a ray between Melbourne and New York, in March 1954 on a frequency of 3.5 Mc/s with an transmission angle of approxima-

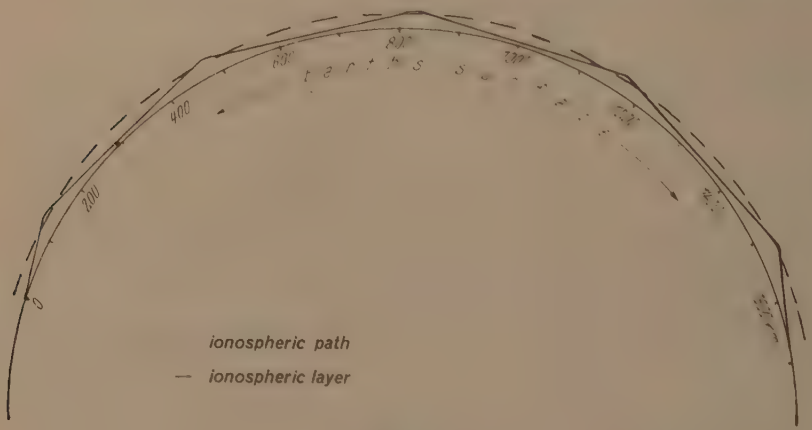


Fig. 1

tely 5°. The time is around 11:00 GMT, at which propagation condition were normal and undisturbed [8] and thus ideal for the investigations under discussion in this paper.

6. Propagation and Ionospheric Storms

It has been known for a few decades that propagation on higher frequencies is adversely affected during periods of geomagnetic disturbances or, in this connection, ionospheric storms [6], and the author does not intend enlarging upon this fact. However, he wishes to present some interesting results which have been obtained by him within the framework of his propagation investigations in Australia. In view of the more or less rapid changes in height which are known to generally occur during such disturbances, it appears to be promising to analyse certain propagation phenomena, with some reference to the chordal-hop theory. For instance, a larger gradient of the layer near the ends of, but within the required distance from, a transmission point may be responsible for producing a certain abnormal increase in signal strength, inasmuch as such conditions provide a more useful inclination. During periods *before* and *after* a storm,

this effect may be pronounced. In other words, some sort of a hypothetical ionospheric storm focussing may be feasible under certain conditions.

Based on records of the vertical-incidence station Washington [9], the period from October 1953 to October 1954 included a total of 23 ionospheric storms. Analysing the author's propagation data collected at Melbourne during this period, the following characteristic cases were found to be particularly interesting, referring to the paths to the North American continent.

a) A noticeable decrease in path attenuation to region "*A*" on 16th October 1953 from 11:34 to 12:02 GMT. The attenuation observed reached low values between 73 and 70 db, about 6 to 9 db below average (see Table 2 above). On the other hand, an ionospheric storm of 20 hours' duration ended at 11:00 GMT.

b) On 18th October 1953, at 12:20 GMT attenuation on the path to region "*C*" reached the low value of 71 db. This was during the period of an ionospheric storm about three hours after its official commencement at Washington.

c) Before a storm, which lasted ten hours on 6th July 1954 from 11:00 to 21:00 GMT, propagation on the path to region "*A*" opened unusually early at 07:18 GMT.

In view of the above hypothesis, cases (a) and (c) may be supposed to have been assisted by storm focussing, before and after a storm, respectively. In this connection, case (b) may perhaps be explained by varying conditions within this relatively long period of disturbance.—These cases have been extracted from propagation data collected on 3.5 Mc/s.

Furthermore, the author carried out a statistical analysis based on general propagation figures within 3–30 Mc/s. It must be emphasized that this type of analysis is of doubtful value and not at all definitely conclusive. Nevertheless, the results may be presented as follows:

Total number of disturbances	23
Percentage of cases of possible temporary increase of propagation quality:	
before commencement of a storm, North Pacific	11%
after end of a storm, North Pacific	44%
before commencement of a storm, North Atlantic	26%
after end of a storm, North Atlantic	48%

It is interesting to note that, despite the rather debatable accuracy of this statistical method, values of 44 and 48% are obtained for the conditions after the end of a storm.

It is obvious that a large amount of work remains to be done in this field. Particularly, some months of extremely high ionospheric storminess during the second half of 1957 are of great interest for investigations on phenomena like the author presented here. Thus, having returned to Western Europe, the author took the first opportunity of initiating and directing propagation measurements in the Riviera region around September 1957, which would have been a very interesting month in this

regard, because a great variety of geomagnetic disturbances occurred at that time. Most unfortunately, however, the author was forced to scientifically reject his data collected during the period August to October 1957 at that location, because he later found a source of artificial interference nearby (in the vicinity of a port) to have affected all recordings and observations to such an extent that any serious evaluation would have been of no scientific value.

This is particularly mentioned because it illustrates one of the most important aspects of propagation research, namely a location without artificial interference. As far as the author's experience with his extensive propagation research at Melbourne, Australia, is concerned, the quality of the location of a propagation station is of primary importance for research of any description. Details of the excellent location there and of the special equipment used may be found in a previous publication [*2*]. It may be concluded that, in Australia, conditions in this regard appear to be ideal.

References

1. Albrecht, Hans J.: J. Wireless Inst. Austr. **24**, Nr. 10 (1956).
2. — Geof. pura appl. **38**, 169 (1957).
3. Nat. Bur. Standards, Circular 462 (1948).
4. Bremmer, H.: Terrestrial Radio Waves. Amsterdam: Elsevier. 1949.
5. Försterling, K., und H. Lassen: Z. techn. Phys. **12**, 453 (1931).
6. Fränz, K., and H. Lassen: Antennen und Ausbreitung. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer. 1956.
7. Albrecht, Hans J.: J. Wireless Inst. Austr. **22**, Nr. 4 (1954).
8. — J. Wireless Inst. Austr. **22**, Nr. 5 (1954).
9. Nat. Bur. Standards, Ionospheric Reports (1953/54).

551.594.1 (21.05)

(Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, Weissenau, Kr. Ravensburg, Westdeutschland)

Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I

Von

R. Mühleisen

Mit 5 Textabbildungen

Zusammenfassung. Um Einblicke in die elektrischen Eigenschaften des Meeres- und Küstenaerosols zu erhalten, wurden an der Nordseeküste das luftelektrische Feld und die elektrische Raumladungsdichte am Erdboden registriert und hauptsächlich der Zusammenhang mit Wind, Brandung und Seegang untersucht. Die gegenüber Festlandstationen erhöhten und stark schwankenden Feldwerte bei Seewind lassen sich durch die gemessenen positiven elektrischen Raumladungen in der Meeresluft erklären. Diese werden über das Festland transportiert und liefern einen Beitrag zum Schönwetterfeld auf eine noch unbestimmte Entfernung. Die positiven Ladungen müssen zum größten Teil in der Brandung entstanden sein. Die Frage, ob die von vielen Autoren gefundenen, auf dem offenen Meere entstandenen Aerosolteilchen elektrisch geladen sind, wird diskutiert.

Summary. In order to study the electrical qualities of the aerosol of the sea and the coast the atmospheric electrical field and the space charge density have been recorded at the surface on the coast of the North Sea, especially in connection with the wind, the surf and the motion of the sea. The values of the field which have been found higher and more variable than those on the continent at sea wind can be explained by the positive electric space charges measured in the sea air. These space charges are transported over the continent and influence the fine-weather field over a certain distance. Most of the positive charges probably arise in the land-swell. The question is discussed whether the maritime aerosol-particles which are found by many authors have an electrical charge.

Résumé. Dans l'intention d'étudier les propriétés électriques de l'aérosol marin et côtier, on a enregistré le champ et la densité spatiale électriques au sol sur la côte de la Mer du Nord ; puis on les a examinés en rapport avec le vent, le ressac et la houle. Les valeurs élevées et très variables du champ par brise de mer s'expliquent par les charges spatiales positives de l'air marin qui sont transportées sur la terre ferme et forment une partie du champ de beau temps jusqu'à une distance vers l'intérieur encore inconnue. Les charges

positives prennent probablement naissance en grande partie dans l'embrun du ressac. L'auteur discute la question de savoir si les particules d'aérosol nées sur la mer et trouvées par de nombreux auteurs sont chargées électriquement ou non.

I. Einleitung

Unsere mehrjährigen Untersuchungen der luftelektrischen Größen an den verschiedensten Orten am Erdboden erfuhren neuerdings eine Ergänzung durch einige Messungen an der Nordseeküste. Verschiedene Gründe waren der Anlaß zu diesem Vorhaben. Einmal interessierte der Grad der Ungestörtheit oder der Störungen der luftelektrischen Elemente: wir wollten wissen, welcher Teil des luftelektrischen Feldes von der positiv geladenen Ionosphäre herrührt und welcher Teil durch örtlich gebildete, in diesem Falle mit der Küstennähe zusammenhängende, bodennahe elektrische Raumladungen hervorgebracht wird. Wenn man an die ruhigen Tagesgänge des luftelektrischen Feldes auf den Meeren denkt, wie sie von Bauer und Swann [*1*] und von Mauchly [*2*] auf dem Expeditionsschiff *Carnegie* gemessen worden sind, dann erwartet man, daß die Seeluft frei von künstlich erzeugten elektrischen Raumladungen sein wird, die sonst vielfach über dem Festland angetroffen werden. Wenn es sich zeigen würde, daß die Meeres- und Brandungsluft wenig luftelektrische Störungen enthält, dann wäre an der Meeresküste oder auf abgelegenen Inseln ein günstiger Standort für luftelektrische Registrierungen zu Untersuchungen der großräumigen und weltweiten Verhältnisse, wie sie für die Messungen im Geophysikalischen Jahr erwünscht waren. Es sind jedoch schon bei der totalen Sonnenfinsternis am 30. Juni 1954, wo unsere luftelektrischen Registriergeräte sehr nahe der Küste am Skagerrak aufgestellt waren [*3*], starke Besonderheiten des Feldverlaufs aufgefallen, welche auf Störungen durch die Brandung oder das Meer hinwiesen; deren Einfluß mußte durch eine schwache Änderung der Windrichtung von der Küste zur See hin verändert und bei allmählich zunehmender Windgeschwindigkeit verstärkt worden sein. Befürchtet wurde deshalb, daß bei starker Brandung neue Störungen, z. B. durch das Zerreißen der Salzwassertröpfchen, also durch den *Lenardeffekt*, entstehen würden. Es sollte untersucht werden, welchen Einfluß solche Effekte in der Brandungsluft auf das luftelektrische Feld haben und welche bodennahen Raumladungen auftreten.

Ferner bildete noch ein anderes Problem den Anlaß zu den Messungen. Ein Teil der natürlichen Kondensationskerne entsteht, wie bekannt, auf dem Meere und besteht aus abgetrockneten Meersalztröpfchen. Es wird heute von vielen Autoren angenommen, daß diese auf der freien Meeresoberfläche entstehen durch Gischt und vielleicht durch Luftblasen, welche an der Wasseroberfläche zerplatzen, wo sie dann als leichte Wassertröpfchen vom Wind aufgenommen werden und verdunsten. Es interessierte uns, ob luftelektrische Messungen etwas zu diesen offenen Fragen aussagen können, und ob diese Teilchen elektrisch geladen sind. Bekannt ist, daß der Salzgehalt der Brandungsluft bei großer Windstärke

nahe der Küste erheblich ist. JESSEL [4] und NEUMANN [5] haben diesen auf der Insel Sylt und viele andere Autoren an anderen Stellen untersucht und gefunden, daß der Salzgehalt rasch mit der Entfernung von der Küste abnimmt, in 100 bis 200 m bereits auf etwa $^1/_{10}$, natürlich abhängig von Windstärke und Brandung. Durch die Messung des Feldes am Boden und der elektrischen Raumladung der Luft in verschiedener Entfernung von der Küste sollte untersucht werden, wie sich die erwarteten elektrischen

Abb. 1. Lage der luftelektrischen Meßstation auf der Insel Sylt (links); Lageskizze zur Beurteilung von Land- und Seewind (rechts)

Ladungen auf die sich rasch absetzenden größeren Salzteilchen bzw. die kleineren weit transportierten Teilchen verteilen.

Endlich erwarteten wir eine Antwort auf die Frage, ob das Küsten- oder Meeresaerosol, wenn geladen, das Schönwetterfeld über Land beeinflußt und eventuell einen Beitrag dazu leistet.

Obwohl zur Beantwortung aller genannten Fragen und Probleme noch weitere Versuche notwendig und geplant sind, sollen die bisher erhaltenen Ergebnisse hier mitgeteilt werden.

II. Einrichtung der Versuche

Für die luftelektrischen Registrierungen bot sich ein sehr günstiger Meßort im Institut für Bioklimatologie und Meeresheilkunde der Universität Kiel in Westerland auf der Insel Sylt (Breite: 54° 56′ N, Länge: 8° 19′ E, Höhe: 20 m über Meer). Das Institutsgebäude liegt auf einer

uferparallelen Düne am Osthang der höchsten Erhebung von 32 m über NN. Die Horizontalentfernung zum Ufer beträgt etwa 80 m. Die Lage auf der Insel geht aus der Kartenskizze in Abb. 1 hervor. An der höchsten Stelle über niedrigem Dünengras wurde das luftelektrische Potential mit einer radioaktiven Sonde gemessen und in der bisher bewährten Weise registriert [6] und [7]. Mit einer tragbaren Potentialsonde und elektrostatischem Voltmeter [8] wurde der luftelektrische Potentialgradient auf ebenem Gelände in nächster Nähe zur Reduktion der Registrierung auf ebenes Feld gemessen, außerdem an anderen Punkten der Insel oder direkt am Wasser zum Vergleich und zur Untersuchung der Reichweite der Störungen.

Erst bei einer zweiten Meßperiode untersuchten wir zusätzlich die elektrische Raumladungsdichte der Luft mit der verbesserten Filtermethode nach Obolensky [9]. Sie besteht aus einem hochisolierten Schwebstoffilter, durch welchen etwa 2 l Luft pro Sekunde durchgesaugt werden; die von Aerosol-, Staub-, Salzteilchen und -tröpfchen und an Kleinionen mitgeführten elektrischen Ladungen werden abgefangen und über einen Höchstohmwiderstand zur Erde abgeleitet; der Strom durch den Spannungsabfall am Widerstand wird mit einem Röhrenelektrometer (Firma Frieseke und Hoepfner) gemessen. Von den meteorologischen Daten wurden Windrichtung und Windweg auf einem Streifen zusammen mit den luftelektrischen Größen registriert; weitere Größen wie Strahlung, Abkühlungsgröße und andere wurden den am Institut laufenden Aufzeichnungen entnommen.

Die bisherigen Ergebnisse stammen aus zwei Registrierperioden: vom 9. bis 12. April 1957 und vom 5. bis 16. September 1957. Während beider Perioden herrschte wechselhaftes Wetter mit nur kurz dauerndem Schönwetter, häufigen Regenfällen und Schauern.

III. Meßergebnisse

Da wesentliche Ergebnisse bereits durch diese kurzdauernden Meßreihen erhalten wurden, sollen sie schon heute mitgeteilt werden. In den Tabellen 1 und 2 sind die stündlichen und die Halbtagsmittelwerte der beiden Meßperioden zusammengestellt. Die stündlichen Mittelwerte gelten jeweils für $^1/_2$ Stunde vor bis $^1/_2$ Stunde nach der angegebenen Zeit. Niederschlagszeiten sind ausgelassen worden. In der Spalte $\Delta E_{\max} = E_{\max} - E_{\min}$ ist die größte Differenz zweier in einem Zeitraum von weniger als 10 Minuten aufeinanderfolgender Extremwerte eingetragen, wenn diese Feldschwankungen nicht durch eine augenscheinliche meteorologische oder künstliche Ursache hervorgerufen sind. ρ ist die mittlere elektrische Raumladungsdichte.

Die mittleren Feldwerte, welche aus unseren Messungen gebildet wurden, haben zwar nur einen beschränkten Aussagewert, da die Anzahl der Tage bzw. Stunden ohne Niederschlag noch zu gering war. Trotzdem erkennt man aus den Mittelwerten bereits das Charakteristische für die Küste. Es ergab sich für die Messungen im April 1957 ein Mittelwert für das luftelektrische Potentialgefälle von + *140 Volt/Meter bei Seewind*

Tabelle 1. *Elektrisches Feld E, Feldschwankungen ΔE und Wind* (stündliche Mittelwerte vom 9. bis 12. April 1957, Seewind = S, Landwind = L)

Tag	Uhrzeit	$\bar{E}$ (V/m)	$\Delta E_{max} = E_{max} - E_{min}$	Wind Richtung		m/sec	Bemerkungen: Lufttemperatur, relative Feuchte
9. 4.	20	200	130	S	W	2,7	
	21	180	130	S	W	2,7	+ 4,4° C 84%
	22	155	150	S	W	2,4	
	23	145	150	S	W	2,4	
10. 4.	00	100	200	S	WNW	3,4	
	1	140	160	S	WNW	3,5	
	2	200	100	S	NW	2,8	
	3	170	70	S	WNW	4,0	
	4	90	80	S	WNW	6,3	
	5	80	50	S	WNW	7,3	
	6	100	90	S	WNW	7,4	
	7	140	60	S	WNW	9,0	+ 6,6° C 87%
	8	160	45	S	WNW	9,4	
	9	—	—	S	WNW		kurze Regenschauer
	10	—	—	S	WNW		kurze Regenschauer
	11	150	40	S	WNW	9,3	
	12	130	75	S	WNW	11,1	
	13	120	100	S	WNW	9,2	
	14	120	70	S	NW	11	+ 6,5° C 83%
	15	100	60	S	NW	11	
	16	120	60	S	NW	12	
	17	120	80	S	NW	12	
	18	120	100	S	NW	12	
	19	125	80	S	NW	10	
	20	115	60	S	NW	14	
	21	115	55	S	NW	11	+ 4,2° C 68%
	22	125	60	S	NW	12	
	23	100	70	S	NNW	13	
11. 4.	00	100	55	S	NNW	8,4	
	1	110	75	S	NNW	9,3	
	2	110	75	S	N	3,8	
	vor 3	120	85	L	NE	2	
	nach 3	50	10	L	NE	2	
	4	60	40 (10)	L	NE	1,5	
	5	55	15	L	NE	2,3	
	6	60	40 (10)	L	NE	4	
	7	80	20	L	NE	3,5	+ 2,1° C 68%
	8	105	90	S	NNE	4	
	9	110	90	S	NNE	5	
	10	110	90	S	NNE	5,8	
	11	115	100	L	NE	4,6	
	12	120	90	S	NNE	5,5	
	13	160	160	S	NNE	5	
	14	165	140	S	NNE	5	+ 3° C 53%

Fortsetzung der Tabelle 1

Tag	Uhrzeit	$\bar{E}$ (V/m)	$\Delta E_{max} = E_{max} - E_{min}$	Wind Richtung		m/sec	Bemerkungen: Lufttemperatur, relative Feuchte
11. 4.	15	150	120	S	N	3,7	
	16	200	100	S	NNW	5	
	17	190	110	S	N	7	
	18	190	100	S	N	7	
	19	200	90	S	N	8,8	
	20	220	200	L	NE	3,5	
	21	110	10	L	NE	3,2	+ 0,7° C 54%
	22	100	10	L	NE	2,5	
	23	130	20—40	L	NE	2,5	
12. 4.	00	150	20	L	NE	2	
	1	140	20—70	L	NE	1,5	
	2	150	150	S	N	3	
	3	140	80	S	N	2,8	
	4	130	70	S	W	2,8	
	5	70	90	S	W	3,2	
	6	—	—	S	W	6,2	Schauer + 3,5° C 68%

und von + *95 V/m bei Landwind.* Auffälliger sind die stündlichen Mittelwerte der größten Feldschwankungen innerhalb eines Zeitraumes von 10 Minuten, welche bei Seewind im Mittel 95 V/m, bei Landwind weniger als 20 V/m betragen. Die entsprechenden Zahlen für September 1957 liegen wesentlich höher. So beträgt der Mittelwert der Feldstärke bei *Seewind rund 250 V/m,* wobei stündliche Mittelwerte zwischen 70 und 450 V/m vorkommen, und der oben definierte Schwankungswert ist rund 150 V/m. Der Mittelwert der elektrischen Raumladungsdichte in niederschlagsfreien Zeiten während Seewind ergibt sich zu + 200 Elementarladungen pro cm^3 Luft.

1. Das auffallendste Resultat ist die *Abhängigkeit der Feldwerte von der Windrichtung.* Bei Land- und Seewind sind die Verhältnisse ganz verschieden. Während bei Landwind der von den wenig gestörten Festlandstationen bekannte ruhige Verlauf des Potentialgradienten mit Werten von 50 bis 100 V/m gefunden wurde, rufen Winde von See her wesentlich höhere Werte hervor.

Zur Beurteilung, ob See- oder Landwind herrschte, muß man die Lage des Meßortes und der Insel Sylt genauer betrachten; dazu dient die Kartenskizze Abb. 1 (rechts). Im Norden vollzieht sich der Übergang von reinem Seewind aus NNW zum fast reinen Landwind aus NNE in einem schmalen Winkelbereich. Im Süden dagegen können wir aus SE mit reinem Landwind, aus SSE bis S mit Seewind, welcher kürzere Seestrecken und dann noch eine Landstrecke überquert hat, rechnen; und erst von SSW strömt die Luft 150 km, bei SW 250 km über die See. Deshalb zeigen die Winde um S keine so eindeutigen Übergänge der luftelektrischen Verhältnisse wie die Winde um N. Es muß natürlich noch berücksichtigt werden, daß die Windrichtung in etwa 5 m über Grund registriert wurde und des-

halb nicht genau mit der mittleren Windrichtung in 0 bis 100 m Höhe übereinstimmt, welche wir für unsere Probleme kennen müßten.

Ein sehr anschauliches Beispiel eines Überganges von See- zu Landwind und umgekehrt haben wir in der Feldregistrierung vom 11. April 1957 erfaßt, welche Abb. 2 wiedergibt. Aber auch in einigen anderen Fällen war dasselbe charakteristische Verhalten der Feldwerte erkennbar.

elle 2. *Elektrisches Feld E, Feldschwankungen* ΔE, *elektrische Raumladungsdichte* ρ *und d* (stündliche und Halbtagsmittelwerte vom 5. bis 16. September 1957, Werte bei Niederschlag nicht berücksichtigt, Seewind = S, Landwind = L)

Uhrzeit	$\bar{E}$ (V/m)	$\Delta E_{max} = E_{max} - E_{min}$	$\bar{\rho}$ (e/cm³)	Wind			Bemerkungen: Lufttemperatur, relative Feuchte
					Richtung	m/sec	
13	240	140		S	W	12	Sonne
14	260	140		S	W	11	Sonne
15	280	160		S	W	11	+ 16° C 74%
16	300	180		S	W	11	Sonne mit Unterbrechungen
17	250	150		S	W	10	
18	290	220		S	W	11	
19	350	80		S	W	10	
20	300	170		S	W	11	
21	250	160		S	WSW	10	+ 15° C 73%
22	280	150		S	WSW	9	
23	350	100		S	WSW	11	
00	320	180		S	W	11	
00—12.00	250—170	150—100		S	W	11—5	+ 15° C 68%
12—18.00	350	120		S	W—SW	4,5	+ 18° C 66%
18—20.30	420	< 50		S	SSW	2,8	+ 13° C 91%
20.30—24	170	< 40		S	SSW	3,0	
00—12	200—400	20		L	S	5	+ 15° C 89%
14—19	250	20		L	S	6,5	+ 18° C 85%
19—24	450	< 20		S	SW	5	+ 17° C 92%
00—12	250	30—120		S	SSW	6,5	+ 16° C 82%
12—24	320	160		S	W	5—2	+ 17° C 74%
							+ 15° C 74%
00—12	200	160		S	SW	2,8	+ 15° C 72%
12—24	200—440	100—40		S	SW—S	5	+ 17° C 70%
21							+ 14° C 84%
00—12	300—400	120		S	SSE	7,2	+ 15° C 83%
16	330	100	+ 200	S	SSW	7	+ 15° C 90%
17	360	120	+ 250	S	S	6,5	
18	—	—	+ 300	S	S	6	
19	—	—	+ 200	S	S	5,3	+ 15° C 94%
20	—	—					Regen

Fortsetzung der Tabelle 2

Tag	Uhrzeit	$\bar{E}$ (V/m)	$\Delta E_{max} = E_{max} - E_{min}$	$\bar{\rho}$ (e/cm)	Wind			Bemerkungen Lufttemperatu relative Feuch
						Richtung	m/sec	
10. 9.	21	250	100	+ 300	S	SW	8	
	22	280	140	+ 400—300	S	SW	6,5	
	23	350	120	+ 200	S	SSW	5,2	
	24	380	100	+ 150	S	SSW	5,5	
11. 9.	1	320	140	+ 200	S	SSW	5,5	
	2	340	100	+ 130	S	SSW	5	
	3	320	140	+ 170	S	SSW	5,3	
	4	270	80	+ 80	S	S	5,8	+ 15° C 93
	8	300	< 60	+ 150	S	S	6,5	nach Regen
	9	220	< 70	+ 170	S	S	8,5	
	15	100	60	— 300	S	S	9,2	nach Regen
	16	240	180	— 170	S	SSW	9,3	
	17	260	220	— 120	S	SW	12,5	
	18	150	180	— 70	S	W	11	
	19	220	140	— 70	S	WNW	12,5	
	20	240	170	± 0	S	WNW	12	
	21	280	140	+ 150	S	W	8,5	+ 14° C 76
	22	300	160	+ 280	S	WSW	8,5	
	23	380	110	+ 200	S	WSW	11	
	23.15	360	110	+ 300	S	W	9,3	
12. 9.	8	320	200	— 250	S	W	2	+ 10° C 94 nach Regen dazwischen kurze Schau
	9	200	120	+ 150	S	WNW	7	
	11.15	160	100	— 180	S	WNW	9,5	
	12	240	100	+ 150	S	WNW	9	
	16	280	180	+ 100	S	WSW	10	+ 15° C 68
	17	260	180	+ 120	S	W	10	
	18	280	160	+ 120	S	W	10	
	20	> 440	—	± 0	S	WSW	10	nach Regen
	21	340	120	+ 200	S	WSW	10	+ 14° C 68
	22	> 400	—	+ 250	S	WSW	10	
13. 9.	16—18	200	160	+ 200	S	SW	11	+ 13° C 80
	19	200	140	+ 200	S	SW	10	Seegang 3
	20	—	—	—	—	—	—	Regen und Geräteausfal
14. 9.	10—24	200	140		S	SW	9	+ 14° C 80
	21							+ 12° C 83
15. 9.	00—12	180	120		S	SSW-S	9	+ 13° C 71
	12—24	200	120		S	SW	9	+ 13°C 81
	21							+ 11° C 77
16. 9.	00—12	200—100	140		S	SSW	7,5	+ 12° C 65
	12 -18	200—400	40 120		S	S—SW	7	+ 14° C

2. Das zweite auffällige Ergebnis waren die starken *kurzperiodischen Schwankungen bei Seewind.* Der Verlauf des Potentialgradienten war sehr

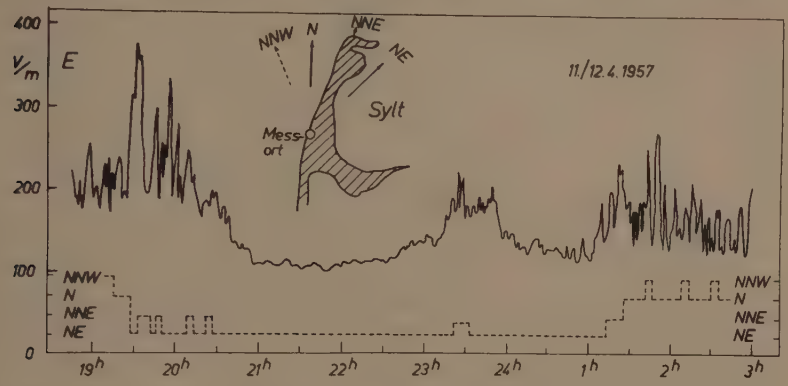


Abb. 2. Luftelektrischer Potentialgradient in seiner Abhängigkeit von der Windrichtung

unruhig; eine kontinuierliche Registrierung mit dem Tintenschreiber gab näheren Aufschluß über die Größe der Schwankungsamplituden und deren Perioden. Während bei Landwind die kurzzeitigen Schwankungen von Maximal- und Minimalwerten des Feldes nur etwa 15 V/m betragen, steigen sie bei Seewind auf mehr als 100 V/m, gelegentlich auf 200 V/m an. Um die Unruhe des Feldverlaufs zu demonstrieren, sind in Abb. 3 zwei Originalregistrierungen mit verschiedener Papierablaufgeschwindigkeit wiedergegeben, welche bei Seewind erhalten wurden. Einen ruhigeren Verlauf zeigt Abb. 4 bei S-Wind und Abb. 2 in der mittleren Partie bei reinem Landwind. Die Schwankungsperioden bei Seewind lagen zwischen etwa 2 und 12 Minuten, und zwar gehören die kürzeren Zeiten zu den größeren Windgeschwindigkeiten.

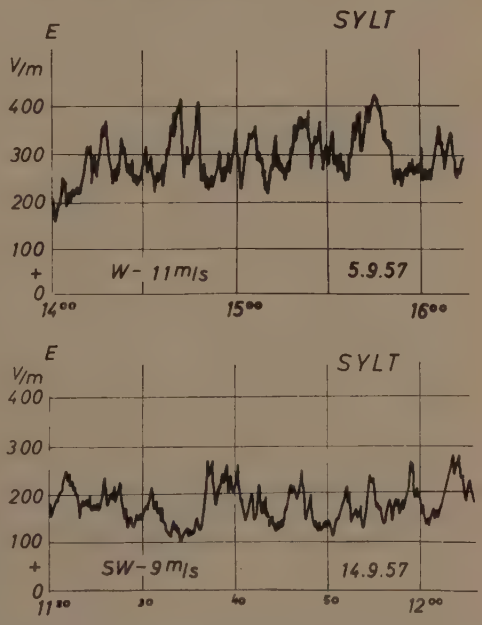


Abb. 3. Luftelektrischer Feldverlauf bei Seewind; oben: mit langsamer, unten: mit dreimal schnellerer Registriergeschwindigkeit

3. Während der Tage vom 10. bis 13. September 1957 wurde die *elektrische Raumladungsdichte der Luft* mitregistriert. Dabei war die bereits beschriebene Geräteanordnung in einem gut gelüfteten Kellerraum untergebracht, dessen Türen nach Osten ebenso wie zwei Oberlichtfenster an der Südseite des Gebäudes geöffnet waren. In diesem Raum konnte bei jedem Wetter gemessen und registriert werden. Die Belüftung des Raumes war ausreichend; denn die uns aus Erfahrung bekannten schnellen Raumladungswechsel bei Niederschlägen mit ihren hohen Amplituden kamen offensichtlich ohne Verzögerung auch in diesem Kellerraum an: und da die Windstärke selten unter 5 m/sec betrug, bestanden keine Bedenken, daß zu

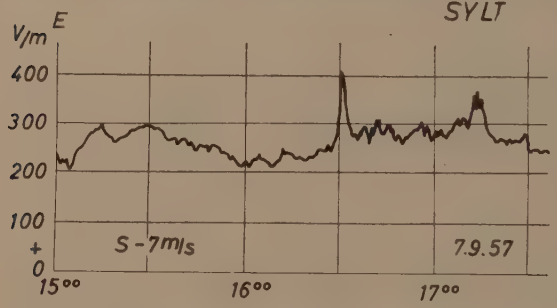


Abb. 4. Luftelektrischer Feldverlauf bei Südwind

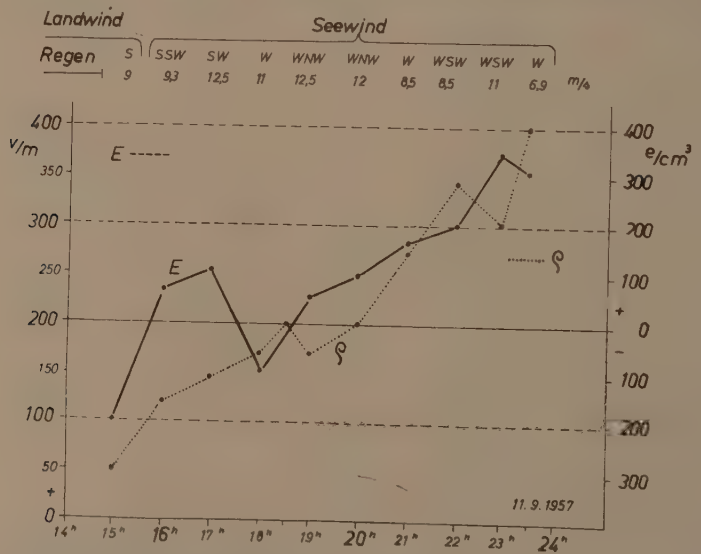


Abb. 5. Ausbildung der elektrischen Raumladung ρ an der Küste nach Niederschlag, E = Potentialgefälle

jeder Zeit die gemessenen Raumladungsdichten nahezu mit denen in freier Luft übereinstimmten.

Die Werte für die elektrischen Raumladungsdichten weichen nun bei Seewind stark von denen ab, welche wir auf dem Kontinent gefunden

haben. Während die Raumladungsdichte im letzteren Falle nur wenig um Null herum schwankt, ist sie bei Seewind, nachdem dieser einige Zeit wirken konnte, positiv und die gemessenen Werte im Mittel etwa + 200 Elementarladungen pro cm^3 (e/cm^3), wobei aber Spitzenwerte von nahezu + 400 e/cm^3 vorkamen. Die Einzelwerte sind ebenfalls in Tabelle 2 eingetragen. Häufig zeigt die elektrische Raumladungsdichte ebenfalls sehr starke kurzperiodische Schwankungen mit Amplituden von 50 bis 200 e/cm^3. Diese Unruhe steht deutlich im Zusammenhang mit der ebenfalls großen Unruhe der Feldwerte.

4. Einen interessanten Fall der Ausbildung der *positiven elektrischen Raumladung* in der Luft nach Regen haben wir am 11. September 1957 registriert. In Abb. 5 ist der Verlauf der Feldstärke und der elektrischen Raumladungsdichte nach dem Umschlag des Windes von der Landseite auf die Seeseite wiedergegeben. Vorher fiel während der Zeit des Landwindes Niederschlag, welcher den größeren Teil der Kondensationskerne ausgewaschen haben wird. Während nun unter normalen Verhältnissen auf dem Festland nach Niederschlägen die Raumladung spätestens innerhalb einer Stunde wieder normal ist, beobachteten wir bei dem aufkommenden Seewind den in Abb. 5 wiedergegebenen, langsamen Anstieg des Feldes und einen langsamen Übergang von negativer zu positiver elektrischer Raumladung. Dabei fällt auf, daß trotz des kräftigen Windes von 10 m/sec Geschwindigkeit die elektrische Raumladung ρ erst nach 4 Stunden den Wert Null, und nach weiteren 4 Stunden den Normalwert für Seewind von etwa + 200 e/cm^3 Luft erreicht. Entsprechend verläuft das Potentialgefälle E; es erreicht allmählich den kontinentalen Schönwetterwert, während $\rho = 0$ ist. Erst nach 8 Stunden hat auch das Feld wieder den Wert für Seewind erreicht. Auch andere Registrierungen zeigten deutlich, daß die Feldstärkeerhöhung, die Feldunruhe, die positive Raumladung und deren Schwankungen mit zunehmendem Wellengang und zunehmender Brandung anwachsen. Aber oft betrug die Zeit für die Einstellung der luftelektrischen Werte auf die veränderten Verhältnisse bei einer Verminderung der Windgeschwindigkeit oder bei Änderung der Windrichtung ebenfalls mehrere Stunden.

5. Nachdem die charakteristischen Feldwerte und deren Schwankungen nahe der Küste deutlich gefunden und bestätigt waren, versuchten wir noch die Frage zu lösen, in welcher Entfernung von der Küste landeinwärts der *Übergang zu Festlandverhältnissen* erfolgt. Zu diesem Zwecke wurden mit einer tragbaren Potentialsonde über kürzere Zeiten an verschiedenen Orten der Insel Sylt Messungen gemacht. Leider war für diese Messungen das herrschende Wetter sehr ungünstig und oft störten Niederschläge kurz nach Erreichen des ausgewählten Meßortes die Beobachtungen oder machten sie wertlos. Bis jetzt läßt sich nur vermuten, daß die hohen Feldstärkewerte und die Feldunruhe landeinwärts nur langsam abnehmen, und daß dies erst in 10 bis 20 km Entfernung in Windrichtung von der Küste erkennbar wird. Zur Klärung dieser Frage sind weitere Messungen notwendig. Wir erwarten damit u. a. eine Auskunft auf die Frage, wie sich die Ladungen auf

das Teilchengrößenspektrum verteilen, weil die Teilchen ja entsprechend ihrer Größe sedimentieren.

IV. Vergleich mit anderen Meßergebnissen

Vor und während der *Sonnenfinsternis* vom 30. Juni 1954 konnten wir an der Westküste Schwedens luftelektrische Registrierungen bei nur schwach bewölktem Himmel ausführen [*3*]. Schon damals fielen uns erstens die große Unruhe des luftelektrischen Feldes und zweitens der langsame Anstieg nach einer Winddrehung von küstenparallelem Wind zum Seewind auf. Nach den Ergebnissen von Sylt ist es jetzt erwiesen, daß unsere damalige Vermutung zu Recht bestand, daß nämlich der beobachtete Verlauf des Potentials auf den Übergang von Land- zu Seewind und deshalb nicht direkt auf die Finsternis zurückzuführen ist, daß also bestenfalls über die meteorologischen Veränderungen ein Zusammenhang bestehen kann.

Ebenfalls im Jahre 1954 wurden von uns einige luftelektrische Messungen am Ufer des Bodensees bei Land- und Seewind durchgeführt; dabei war bei schönem Wetter nahezu kein Wellengang und keine Brandung gewesen. Der Umschlag der Windrichtung hatte eine kleine Änderung der *Kleinionenzahl* zur Folge. Wie zu erwarten, war diese bei Landwind höher als bei Seewind; insbesondere wurde die Zahl der negativen Kleinionen bei Seewind stark vermindert gefunden. Beispiel: 13. Mai 1954.

Kleinionenkonzentration

	$n+$ (cm^{-3})	$n-$ (cm^{-3})
bei Seewind	160	65
bei Landwind	200	140

Die Kleinionenzahl über See ist vermindert, weil auf dem Wasser die Ionisierung aus dem Erdboden und von der Erdoberfläche aus fehlt. Umgekehrt dazu verhielt sich der *Potentialgradient*. Er war bei Seewind größer als bei Landwind, so daß ein etwa konstanter vertikaler Leitungsstrom daraus resultiert, wie er auch zu erwarten ist. Als Werte für die Feldstärke wurden beispielsweise gefunden:

bei Seewind 250 bis 300 V/m,
bei Landwind 100 bis 140 V/m,

also ein zwei- bis dreimal größerer Wert bei Seewind. Beim Umschlag vom Land- zum Seewind trat gelegentlich eine markante Spitze bis über 450 V/m auf.

Von Ergebnissen luftelektrischer Feldmessungen anderer Autoren ist uns nichts bekannt geworden, was zum direkten Vergleich mit unsern Ergebnissen von Sylt herangezogen werden könnte. Jedoch ergänzt eine Arbeit von Berlage [*10*] unsere Meßergebnisse vom Bodensee. Während wir am Seeufer gemessen haben, standen die Meßgeräte Berlages auf einer Insel vor der Küste Javas nahe bei Batavia. Er erhielt daher bei Landwind höhere Feldwerte als bei Seewind. Dies ist unschwer zu erklären, weil bei ihm der Landwind mehr Kondensationskerne enthält als

der Seewind, die Ionisierung aber gleich stark ist. Deshalb ist die Luftleitfähigkeit bei Landwind kleiner als bei Seewind, die Feldstärke muß sich daher umgekehrt verhalten, also bei Landwind größer sein als bei Seewind, wie er es gemessen hat.

Aerosoluntersuchungen und Ionenmessungen sind in großer Zahl an der Küste gemacht worden. Die Ionenmessungen z. B. von Büttner [*11*] auf der Insel Föhr lenkten bereits die Aufmerksamkeit auf die starken Schwankungen. Mit den Untersuchungen anderer Autoren über das maritime Aerosol werden wir uns noch befassen.

V. Erster Versuch einer Erklärung der luftelektrischen Meßergebnisse und ihres Zusammenhanges mit dem Küstenaerosol

1. Die luftelektrischen Feldwerte sind bei Seewind höher als bei Winden vom Lande: die Ursache dafür ist durch die Registrierung der elektrischen Raumladungsdichte gefunden: Die der Erd- und Meeresoberfläche nahe Luftschicht enthält bei Seewind eine *positive Raumladung*, welche eine Erhöhung des Potentials hervorbringt. Aus der Feldstärkenerhöhung $\Delta E = E_{\text{See}} - E_{\text{Land}}$ durch den Einfluß der Seeluft und der in ihr gefundenen elektrischen Raumladung pro Volumeneinheit ρ läßt sich eine effektive Schichthöhe für die mit elektrischen Ladungen angereicherte Luftschicht $h_{\text{eff.}}$ angeben. Es gilt nämlich:

$$\Delta E = \rho \cdot h_{\text{eff.}}$$

Die Feldstärkeerhöhung ΔE betrug für einige markante Fälle rund 200 V/m. Während nach unseren Messungen über dem Festland im Mittel keine elektrische Raumladungsdichte in der Bodenluft bei Schönwetterbedingungen vorhanden ist, betrug ihre Dichte bei Seewind im Mittel + 200 e/cm³; damit läßt sich eine fiktive Schichthöhe für den Fall konstanter Raumladungsdichte bis zur Obergrenze errechnen. Man erhält so für $h_{\text{eff.}}$ rund 50 m. Wenn man eine allmähliche Abnahme der Raumladungsdichte nach oben annimmt, was naheliegend ist, dann bedeutet dieses Ergebnis, daß positive elektrische Raumladungen in der Luft bis über 100 m Höhe vorhanden sein müssen. Da unsere Geräte 80 m von der Küste entfernt aufgestellt waren, werden diese Ladungen zum größten Teil in der Brandungszone entstanden sein, aus welcher sie der meist starke und turbulente Wind bis 100 m Höhe verfrachten kann.

Es fällt nun aber auf, daß die Werte für das Potentialgefälle im September wesentlich höher sind als im April. Es ist deshalb auch zu vermuten, daß die elektrische Raumladungsdichte im April sehr viel niedriger war. Dieser Unterschied läßt sich leicht erklären, wenn man als Ursache für die Raumladungsbildung das Zerspritzen des Wassers in Gischt und Brandung, also den *Lenardeffekt* annimmt. Sowohl die Lufttemperatur wie auch die Wassertemperatur waren im Herbst höher als im Frühjahr. Wir hatten während unserer Messung im April im Mittel eine Lufttemperatur von + 4° C und eine Wassertemperatur von + 7,5° C. Die entsprechenden Zahlen im September waren + 13,2° C (Luft) und + 15° C (Wasser). Es ist bekannt, daß der Lenardeffekt stark temperaturabhän-

gig ist. Beim Zerspritzen von destilliertem Wasser erhält man zwar durch den Lenardeffekt negative Ladung in der Luft, beim Zerspritzen von Salzwasser jedoch positive Ladung in der Luft. Außerdem wird wahrscheinlich der von uns gefundene Elektrifizierungseffekt [*12*] bei der Verdunstung von Tröpfchen eine Rolle spielen, der ebenfalls positive Ladung zu bilden imstande ist. Auch dieser hängt von dem Grad der Verdunstung ab und ist deshalb temperaturabhängig.

Eine Erklärung für den Unterschied des Potentialgefälles bei See- bzw. Landwind gibt die verschiedene Leitfähigkeit der Luft. Da bei Seewind die Kleinionen lediglich durch die kosmische Strahlung gebildet werden, während bei Landwind dazu noch die Wirkung der Ionisierung durch die Radioaktivität der Luft und des Erdbodens hinzukommt, ist die Leitfähigkeit der von See herkommenden Luft geringer als der vom Lande her. Während aber bei den Messungen am Bodensee die Seewinde praktisch denselben Gehalt an Kondensationskernen haben wie die Landwinde und deshalb die Kleinionenzahl und damit die Leitfähigkeit parallel mit der Ionisierung zurückgeht, ist im Falle der Meeresküste der Kondensationskerngehalt in der Landluft höher als in der Seeluft, so daß der Unterschied in der Leitfähigkeit nur mehr gering ist. Es darf deshalb angenommen werden, daß der Unterschied des Potentialgefälles an der Meeresküste bei See- gegenüber Landwind in erster Näherung nicht durch eine unterschiedliche Leitfähigkeit verursacht wird.

2. Die sehr raschen und großen Schwankungen des luftelektrischen Feldes sowie die elektrische Raumladungsdichte weisen auf eine *starke vertikale Durchmischung* mit kleineren und größeren *Turbulenzzellen* hin. Nach den Perioden, die wir gefunden haben, und den zugehörigen Windgeschwindigkeiten sind die Ausmaße dieser Zellen von der Größenordnung 100 bis 1000 m, und man muß wohl annehmen, daß am Meßort wechselweise Zellen von oben absteigender Luft ankommen, welche die Brandungszone nicht berühren, also kern- und ladungsärmer sind, und Zellen von über die Meeresoberfläche streichender Luft, welche das Brandungsaerosol heranbringt. Auf solche Turbulenzzellen hat auch Herr Pfleiderer hingewiesen, welcher u. a. durch meteorologische Beobachtungen auf diese aufmerksam wurde. Eine Bestätigung für die Größe der Turbulenzzellen geben außerdem die Abstände kleiner niedrig fliegender Wolken, welche gelegentlich synchron mit den luftelektrischen Schwankungen über den Meßort zogen.

3. Aus unseren Meßergebnissen und dem oben Gesagten läßt sich noch nicht eindeutig angeben, ob die gefundenen positiven Ladungen auf kleineren und größeren Teilchen sitzen. Es bestehen aber Anzeichen dafür, daß die Ladungen erst mit der natürlichen Entladezeit verschwinden; das würde bedeuten, daß sie vornehmlich auf den *kleineren Teilchen* sitzen.

4. Die *elektrische Ladung des einzelnen Aerosolteilchens* kann vorläufig nur abgeschätzt werden. Wir verwenden dazu einen Mittelwert für die Aerosolkonzentration in Meeresluft. Nach den umfangreichen Untersuchungen von Jessel [*4*], Junge [*13*], Moore [*14*], Neumann [*5*] und anderen darf man nahe der Küste bei höheren Windgeschwindigkeiten

etwa mit 10 Teilchen/cm³ mit Radien größer als 1 μ und mit rund 200 und mehr Teilchen/cm³ mit Radien unter 1 μ rechnen. Die letzteren sind mit dem Scholzschen Kernzähler gemessen, die ersteren mit dem Konimeter. Ganz grob läßt sich also bei einer mittleren elektrischen Raumladungsdichte von + 200 e/cm³ angeben, daß im Mittel *eine* positive Elementarladung im Überschuß je Teilchen vorhanden ist. Das bedeutet, daß auf den positiv und den negativ geladenen Großionen (geladene Aerosolteilchen) im Durchschnitt *eine* positive Elementarladung mehr als negative Elementarladungen je Teilchen sitzt.

5. Wir haben uns unter anderem die Frage gestellt, ob das *Meeresaerosol* bereits *elektrische Raumladungen* enthält. Diese Frage läßt sich wahrscheinlich bereits aus der gefundenen effektiven Schichthöhe der geladenen Meeresluft beantworten; da dieselbe nur etwa 50 m betrug, und außerdem die einzelnen Turbulenzzellen so große Unterschiede im Raumladungsgehalt aufweisen, ist der Schluß berechtigt, daß die Ladungen hauptsächlich in der Brandungszone entstanden sind. Auf der hohen See wird also nur dann mit stärkerer Ladungsbildung gerechnet werden müssen, wenn bei hoher Windgeschwindigkeit und starkem Seegang die Wellen Schaumkronen tragen.

6. Interessant und überraschend war die bereits erwähnte lange Dauer, die für die *Ausbildung der positiven Raumladung* nach einem Wetterumschlag benötigt wurde (siehe Abb. 5: 11. September 1957). Wir dachten zunächst daran, daß vielleicht der Wellengang sich erst langsam verstärkt hätte und die Brandung erst etwa 8 Stunden nach Windrichtungsänderung die alte Stärke erreicht hätte. Die Augenbeobachtungen von Wellengang und Brandung widersprachen aber dieser Vermutung. Deshalb haben wir vorläufig folgende Hypothese aufgestellt, die wir in späteren Versuchen prüfen wollen: Da es vor dem Umschlag vom Land- zum Seewind regnete, wird die untere Troposphäre weitgehend ausgewaschen, d. h. ihr Kondensationskerngehalt wird gering gewesen sein. Wenn diese ursprünglich maritimen Kerne eine Rolle bei der Raumladungsbildung in der Brandungsluft spielen, dann kann die elektrische Raumladung erst dann wieder den alten Wert erreichen, wenn der Kondensationskerngehalt den normalen Wert erreicht hat. Es soll aber nach Überlegungen und einer Abschätzung von Junge [*13*] 1 bis 2 Tage dauern, bis das stationäre Gleichgewicht zwischen Entstehung der maritimen Kerne, Transport durch Wind und Austausch und Ausfall sich eingestellt hat. Damit wäre dann unsere Bildungszeit für die an Kernen angelagerte Raumladung von der Größenordnung 10 Stunden in Übereinstimmung mit der Abschätzung von Junge. Das würde weiter bedeuten, daß nicht die in der Brandung gebildeten Tröpfchen die elektrische Raumladung weitertragen, sondern daß in der Brandung, vielleicht bei der Abtrocknung von Tröpfchen, entstehende schnell bewegliche Ionen sich an bereits vorhandene Kerne anlagern und dabei mit fortgetragen würden. Mit dieser Hypothese stimmt nicht nur die lange Bildungszeit, sondern auch die Tatsache überein, daß unmittelbar am Ufer keine wesentlich höheren Felder gemessen wurden als 80 oder 150 m vom Ufer entfernt. Die elektrische Ladungstrennung wäre dann

nicht an der Meeresoberfläche anzunehmen, sondern hauptsächlich an der Tröpfchenoberfläche und der umgebenden Luft. Der Vorgang wäre dann ähnlich dem von uns gefundenen Elektrifizierungsvorgang bei der Wasserverdampfung [*12*], der im Laboratorium ebenfalls nur bei Anwesenheit von Kondensationskernen meßbare Raumladungen liefert. Über weitere Messungen zur Klärung noch offener Fragen soll in einer weiteren Arbeit berichtet werden.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen des Internationalen Geophysikalischen Jahres durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützt, welcher wir an dieser Stelle unseren Dank abstatten möchten.

Auch Herrn Prof. Dr. H. Pfleiderer, dem Direktor des Institutes für Bioklimatologie und Meeresheilkunde der Universität Kiel in Westerland auf der Nordseeinsel Sylt, sei an dieser Stelle herzlich gedankt für die gastfreundliche Aufnahme und die vielfache Unterstützung bei den Messungen.

Literatur

1. Bauer, L. A., und W. F. G. Swann: Results of Atmospheric-Electric Observations Made Aboard the Galilee (1907–1908) and the Carnegie (1909–1916). Res. Dept. Magn., Carnegie Inst. Wash. Publ. **3**, 361—422 (1917).

2. Mauchly, S. J.: On the Diurnal Variation of the Potential Gradient of Atmospheric Electricity. Terr. Magn. Atm. Electricity **28**, 61–81 (1923).

3. Mühleisen, R.: Luftelektrische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis am 30. 6. 1954. Geof. pura appl. **30**, 106—112 (1955).

4. Jessel, U.: Beiträge zur Spurenstoffchemie der Meeres- und Brandungsluft. Arch. phys. Ther. **7**, 230—234 (1955).

5. Neumann, H.-R.: Messungen des Aerosols an der Nordsee. Beitr. Geophys. **56**, 49—91 (1940).

6. Ehmert, A., und R. Mühleisen: Ein hochohmiges Gleichspannungsröhrenvoltmeter mit einem Meßbereich von — 500 bis + 500 Volt. Z. angew. Phys. **5**, 43—47 (1953).

7. Mühleisen, R.: Verminderung der Isolationsschwierigkeiten bei luftelektrischen Potentialmessungen. Beitr. Phys. fr. Atmosphäre **29**, 97–101 (1956).

8. — Eine leicht transportable Potentialsonde für luftelektrische Feldmessungen. Beitr. Phys. fr. Atmosphäre **29**, 90—96 (1956).

9. Obolensky, W. N.: Über elektrische Ladungen in der Atmosphäre. Ann. Phys. **77**, 644—666 (1925).

10. Berlage, H. P.: Über einen Fall, worin die Front zwischen Land- und Seebrise durch einen Sprung im luftelektrischen Potentialgefälle aufgezeichnet ist. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. **97**, 59—60 (1937).

11. Büttner, K.: Luftelektrizität und Luftreinheit an der Nordsee. Met. **12**, 464—466 (1935).

12. Mühleisen, R.: Elektrische Ladungen auf Kondensationskernen bei der Wasseraufnahme und -abgabe. Naturwissenschaften **45**, 34—35 (1958).

13. Junge, Chr. E.: Vertical Distribution of Aerosol over the Ocean. Artificial Stimulation of Rain, S. 89—96. London—New York: Pergamon Press. 1957.

14. Moore, D. J., und B. J. Mason: The Concentration, Size Distribution and Production Rate of Large Salt Nuclei Over the Oceans. Quart. J. Roy. Met. Soc. **80**, 583—590 (1954).

551.508.822

(Swedish Meteorological and Hydrological Institute, Stockholm)

An Automatic Radiosonde Receiver for the Variable Radio-Frequency System[1]

By

M. Aronsson and **L. Raab**

With 3 Figures

Summary. A system is described by means of which signals from variable radio-frequency radiosondes are recorded automatically on a common facsimile recorder. Herewith, the old time-consuming manual recording system can be abandoned and radiosoundings formerly made by two operators can now suitably be made by one operator only. Both time and staff can be saved in this way.

Zusammenfassung. Es wird eine Methode beschrieben, um Signale von Radiosonden mit variablen Sendefrequenzen automatisch mit einem gewöhnlichen Bildfernschreiber zu empfangen. Dadurch erhält man die Möglichkeit, die alte zeitraubende Methode des Handempfanges aufzugeben und Radiosondenbeobachtungen, die früher zwei Personen erforderten, jetzt von einer Person ausführen zu lassen, wodurch Zeit und Personal eingespart werden kann.

Résumé. Description d'un procédé permettant de recevoir des signaux de radio-sondes à fréquence variable sur un récepteur fac-simile ordinaire, d'une manière automatique. L'ancien système compliqué de réception peut être abandonné, et des radio-sondages qui jusqu'ici étaient effectués par deux personnes peuvent l'être maintenant par une seule, ce qui permet d'économiser du temps et du personnel.

Introduction

The CIMO conference in Paris 1957 clearly demonstrated that there is still much to do in improving any radiosonde system now in use. At present 11 types of radiosondes are used in Europe only. Owing to the disparity in quality of all these sondes it is very difficult to get a true comparability of the observations in upper air maps.

[1] Dedicated to Dr. Anders K. Ångström on the occasion of his 70th birthday.

It cannot be expected that this international problem of measurement will be solved in a simple and fast way by introducing an international radiosonde; national interests will slow down the development to such an ideal state. Hence, the only way of overcoming these difficulties is to make improvements in the radiosonde systems now in use.

The purpose of this paper is to describe briefly a new automatic recording system for signals from radiosondes transmitting a variable radiofrequency. Examples of such radiosondes are the Finnish radiosonde described by Tommila and Väisälä (1947) and the improved Finnish radiosonde described by Tommila (1955). Also in Sweden a modified version of the Tommila-Väisälä radiosonde is in use. The characteristics of the transmission of these sondes are that when e. g. pressure is varied from 1000 to 10 mb the frequency is varied in the range of 2,5 Mc/s between e. g. 24–26,5 Mc/s; the same holds when temperature varies between + 50° C and — 80° C. A description of the receiving procedure and the evaluation of the records is found in the above mentioned papers.

The New Recording System

In the old receivers the tuning condensor was turned around by a hand-wheel, to which a recording pen was mechanically coupled. When a signal was recognized as a very characteristic sound in the loudspeaker the pen was mechanically pushed down into the recording paper mounted on a rotating clock-driven drum. On the record was then obtained a series of dots in a diagram with time and radio-frequency as coordinates.

In the new automatic system the bandspread-condensor is continuously rotated, so that the frequency interval is scanned at regular intervals. In the output of the receiver voltage pulses are then obtained when a signal is coming in at the frequency corresponding to the angle in question of the bandspread-condensor. When the rotating bandspread-condensor is now mechanically coupled to the helix in a common facsimile recorder, a definite frequency will correspond to a definite position of the helix. The output voltage is fed into the facsimile recorder and will burn the paper if a signal is present. Hence a time-frequency diagram of the radiosonde signals is obtained on the facsimile paper. In the Finnish system there are five intermittent signals (pressure, temperature, humidity, and two references) and these are obtained as dotted lines on the recording paper.

Fig. 1 shows such a record. The different signals in the radiosonde are coupled by a cup-wheel driven commutator, hence the record will consist of dots at more or less irregular intervals. This can be avoided by changing the dimension of the commutating mechanism in the radiosonde. On an average three times as many dots are recorded as compared with the manual system.

Fig. 2 shows the complete automatic recorder. A Hallicrafter model SK-96 (now out-of-stock and replaced by model SX-100) is used as radio receiver and on the rear side the shaft of the band-spread condensor is elongated and coupled to the driving mechanism of a small L. M. Ericsson

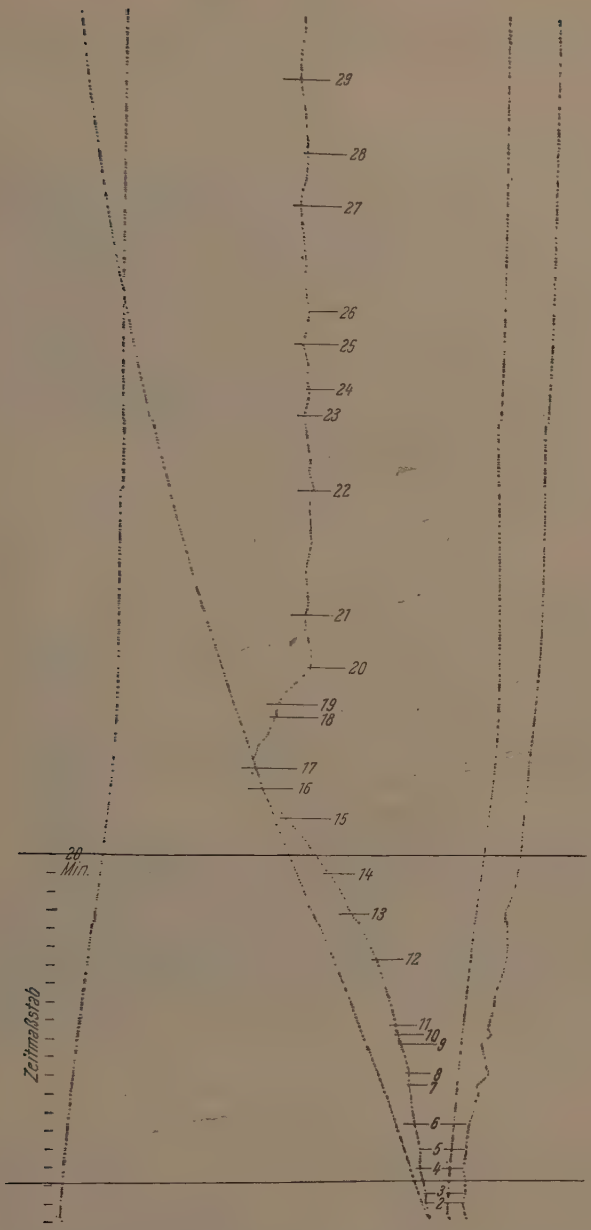


Fig. 1. Typical ascent curves obtained on the facsimile recorder. Horizontal lines and series of time marks are obtained on the recording paper by means of special additional signals added to the radiosonde signals and fed into the input of the facsimile recorder

facsimile recorder. This is clearly shown in Fig. 3 where is also shown how the recording paper is leaving the facsimile recorder.

Fig. 2. The automatic radiosonde receiver. Total view

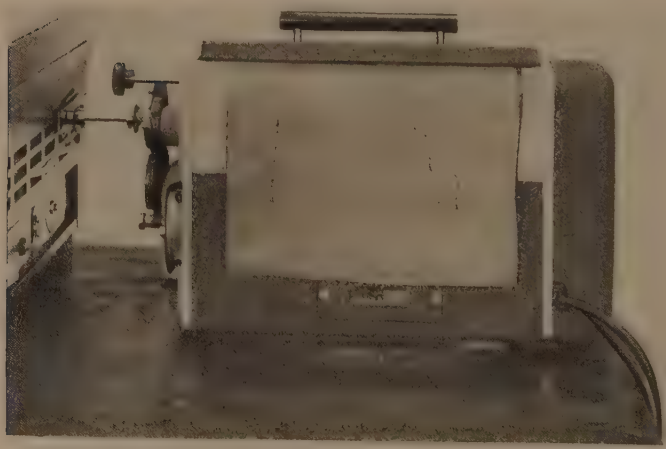


Fig. 3. The facsimile recorder. Back view

Reliability of the System

This system has now been in use since spring 1957 at the two Swedish aerological stations Gothenburg (02084) and Östersund (02062). It works very well especially at night when no extraneous signals or noise occur. Fig. 1 shows such a night sounding without any disturbances. In the daytime the frequency band 24-26 Mc/s is open to radio-communication and the recording can be seriously disturbed. When the radiosonde has reached the stratosphere, the radiosonde signals may become so weak

as to drown in the disturbing signals: but in this case also the manual method fails. The best way to avoid these daytime difficulties is to move the frequency-range just above 30 Mc/s; this will also be done in the near future.

Combination with Ordinary Facsimile Reception

It is an interesting feature of this system that ordinary facsimile receivers can be used; the big facsimile recorder is then used also for ordinary reception of weather maps. The radio-receiver can then be used in the ordinary way with the rotating bandspread condensor standing still. This system has already been tested at the new Geophysical Laboratory of Kiruna in northern Sweden where such a combined system for facsimile and radiosonde reception is installed.

References

1. Tommila, M., and V. Väisälä: Handbook of Sounding. Mitt. Met. Inst. Univ. Helsinki, No. 58 (1947).

2. Tommila, M.: A Variable-Radio-Frequency Radiosonde System with Graphical Transfer of the Recording to the Aerological Diagram. Mitt. Met. Zentralanst. Helsinki, No. 39 (1956).

551.594.6

(Meteorologisches Institut der Freien Universität Berlin)

Das Funkstörungsmaximum vom 13. Januar 1958

Von

G. Malkowski

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die synoptischen Ursachen des ausgeprägten Funkstörungsmaximums vom 13. Januar 1958 werden an Hand von flächenmäßig gemittelten Parametern untersucht. Es kann gezeigt werden, daß die Ursachen dieses Sfericmaximums komplexer Natur sind.

Summary. The synoptic causes of the pronounced radio-disturbance maximum of January 13, 1958 are studied by means of surface-averaged parameters. It can be shown that the causes of this maximum are of complex nature.

Résumé. L'auteur étudie les causes synoptiques de la forte perturbation magnétique du 13 janvier 1958 à l'aide de paramètres moyennés par valeurs surfaciques. Il peut montrer que ces causes sont de nature complexe.

Am 13. Januar 1958 zeigte sich auf den beiden Bereichen (Ansprechschwelle $> 20\,\frac{mV}{m}$ bzw. $> 400\,\frac{mV}{m}$) des Berliner Sferic-Registrierempfängers ein markantes Häufungsmaximum, eine Erscheinung, die auch in anderen deutschen Orten, z. B. Hamburg, beobachtet wurde. Die beiden unteren Kurven in Abb. 1 bzw. Abb. 2 zeigen den Verlauf der Sferictagessummen auf den beiden Bereichen in der Umgebung des 13. Januars.

Synoptisch war die Wetterlage am 13. Januar durch ein ausgedehntes Tief über dem Mittelmeer (Kerndruck 990 mb) gekennzeichnet, welches als Genua-Zyklone am 11. Januar erstmalig in Erscheinung trat. Die Höhenkarte 500 mb zeigt vom 11. bis 13. Januar eine Troglage über Europa, die am 13. Januar zur Ausbildung eines kräftigen Höhenwirbels über dem Mittelmeer führt. Ab 14. Januar gewinnt hoher Druck Einfluß auf Europa, am 16. Januar ist die zyklonale Periode im Mittelmeergebiet beendet.

Bei der nun folgenden Untersuchung wurde, wie bei der Behandlung des Sferic-Minimums vom 9. Dezember 1957 [*1*], von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß in der kalten Jahreszeit das Mittelmeergebiet eine Hauptstörungsquelle für Europa ist. Ausgesprochene Extreme der Sferic-Häufigkeiten in Europa lassen sich nach den Erfahrungen des Verfassers ohnehin fast immer auf entsprechende synoptische Extrema im Mittelmeergebiet zurückführen. Im vorliegenden Falle zeigen außerdem zahlreiche Gewittermeldungen und Sferic-Peilungen (Sflocs) an, daß das Sfericmaximum vom 13. Januar 1958 seine Ursache tatsächlich im synoptischen Zustand des Mittelmeergebietes hat, so daß sich folgende Untersuchung auf dieses Gebiet beschränken konnte.

Zur Beschreibung des synoptischen Zustandes im Mittelmeergebiet (35—45° nördl. Breite, 10° westl. bis 30° östl. Länge) wurden wie in [*1*] die Flächenmittel der einzelnen Elemente dieses Raumes benutzt; über ihr Zustandekommen wurde in [*1*] ausführlich berichtet. Der Verlauf der Flächenmittel der untersuchten Elemente in der Umgebung des 13. Januar ist in den Abb. 1 (Bodenwerte) und 2 (Höhenwerte 500 mb) dargestellt. Zum Verlauf der einzelnen Parameter ist folgendes zu sagen:

a) Bodenwerte (Abb. 1):

1. *Bodenluftdruck* p, p_N, p_S: Das Druckmittel p von Europa zeigt sein Minimum am 11. Januar, wo der Ausläufer eines kräftigen Nordmeertiefs (Kerndruck 965 mb) gerade über Europa zu liegen kommt. Ab 12. Januar macht sich ein vom Atlantik herankommendes Steiggebiet bemerkbar, so daß sich das mittlere Druckniveau über Europa immer mehr hebt. Das Druckmittel p_N des Nordraumes (50—60° nördl. Breite, 10° westl. bis 30° östl. Länge) zeigt an den ersten Tagen die lebhafte Zyklonentätigkeit dieses Gebietes an, ab 12. macht sich aber auch hier der Einfluß des atlantischen Steiggebietes bemerkbar. Das Druckmittel p_S des Südraumes (Mittelmeergebiet) hat sein Minimum einen Tag vor dem Stichtag, als die über Norditalien liegende Zyklone ihren tiefsten Kerndruck (985 mb) erreicht hatte. Ab 13. Januar gewinnt der hohe Druck des Nordraumes Einfluß auf das Mittelmeergebiet und beendet am 16. Januar die Zyklonentätigkeit in diesem Raum. Der Verlauf von p_S ähnelt stark dem von p und p_N, allerdings mit einer Phasenverschiebung von einem Tag. Zum Stichtag selbst weisen die Druckmittel keinerlei Extremwert auf, die Betrachtung der Kurven von p und p_N zeigt jedoch zum Stichtag das Vorhandensein eines Wendepunktes $\left(\frac{d^2 p}{d t^2} = 0, \quad \frac{d^2 p_N}{d t^2} = 0\right)$. Auffällig ist vielleicht noch, daß die drei Kurven p, p_N, p_S sich in der Nacht vom 12. zum 13. schneiden, d. h. daß kurzzeitig $p = p_N = p_S$ ist.

2. *Druckdifferenz* $p_N - p_S$: Wie in [*1*] ausgeführt, stellt $\Delta p = p_N - p_S$ ein Relativmaß für die Größe des Absaugeffektes im Nord- oder Südraum dar. Wie der Verlauf von Δp zeigt, herrscht vor dem Stichtag im Mittelmeergebiet Absaugen vor, das in der Nacht zum Stichtag in eine Konvergenz umschlägt, so daß der Stichtag selbst der erste Tag mit starker, bodennaher Konvergenz im Mittelmeerraum ist. Das Konvergenzmaxi-

mum wird am 14. erreicht, ist jedoch nur wenig höher als der Wert für Δp vom 13. Januar. In dem Maße, wie sich das Druckniveau im Südraum hebt, verringerte sich der Konvergenzeffekt in diesem Gebiet, so daß

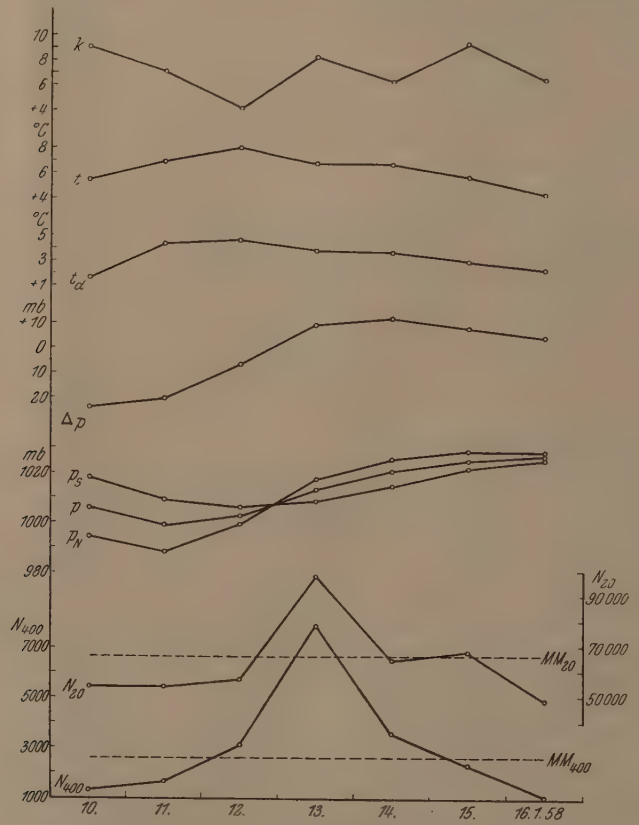


Abb. 1. Verlauf der Bodenwerte der einzelnen Elemente in der Umgebung des 13. Januars 1958

N_{400} = Kurve der Tagessummen der Sferics > 400 mV/m
N_{20} = Kurve der Tagessummen der Sferics > 20 mV/m
MM = Monatsmittel der betreffenden Sferic-Tagessummen
p, p_N, p_S = Flächenluftdruckmittel von Europa, Nordraum und Südraum
Δp = Absaug- bzw. Konvergenzeffekt im Mittelmeerraum
t_d = Flächentaupunktmittel des Mittelmeerraumes
t = Flächentemperaturmittel des Mittelmeerraumes
k = Flächenmittel der Isobarenkrümmung des Mittelmeerraumes (positiv = zyklonal)

er am 16. Januar schon sehr klein geworden ist. Wie p und p_N zeigt Δp zum Stichtag einen Wendepunkt $\left(\frac{d^2 \Delta p}{d t^2} = 0\right)$. Der Verlauf von Δp läßt schon eher auf ein Funkstörungsmaximum gerade zum Stichtag schließen.

3. *Temperatur* t: Die Temperatur des Mittelmeerraumes weist ihren höchsten Wert einen Tag vor dem Stichtag auf, als die über Italien liegende Zyklone ihren tiefsten Kerndruck erreicht hatte und auf ihrer Vorderseite mit zum Teil kräftigen Winden Warmluft aus Nordafrika ins Mittelmeergebiet steuert. Die immer mehr einsickernde Rückseitenkaltluft läßt jedoch ab 12. Januar die Mitteltemperatur dieses Gebietes wieder sinken, ein Vorgang, der durch den Aufbau hohen Druckes im Nordraum unterstützt wird. Zum Stichtag zeigt der Temperaturverlauf keinerlei Besonderheit, die einen Hinweis auf besonders starke Sfericproduktion geben könnte.

4. *Taupunkt* t_d: Der Taupunktverlauf im Mittelmeerraum ist, wie zu erwarten, dem der Temperatur im wesentlichen parallel. Er hat wie die Temperatur sein Maximum einen Tag vor dem Stichtag, zum Stichtag selbst weist er keine Besonderheit auf.

5. *Krümmung* k: Die Isobarenkrümmung k ist in einer Relativeinheit angegeben, + 27 würde reine zyklonale, — 27 reine antizyklonale Krümmung im Mittelmeerraum bedeuten. Von den bisher behandelten Elementen weist die Isobarenkrümmung als einziges gerade zum Stichtag einen Extremwert auf, wenn auch nicht sonderlich stark. Da es sich um ein Maximum an zyklonaler Krümmung handelt, ist hier ein Hinweis auf eine mögliche Zunahme der Sfericproduktion gegeben.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Von den Bodenwerten zeigt nur die Isobarenkrümmung ein schwaches zyklonales Maximum zum Stichtag, alle anderen Elemente haben ihre für erhöhte Sfericproduktion günstigen Extreme entweder einen Tag vor (Temperatur, Taupunkt, Druck) oder nach (Konvergenzeffekt) dem Stichtag. Aus den Bodenwerten allein kann demnach bei herkömmlicher Betrachtung nicht auf ein Funkstörungsmaximum am 13. Januar 1958 geschlossen werden.

b) Höhenwerte 500 mb (Abb. 2):

1. *Absolute Topographie* h, h_N, h_S: Der Verlauf der absoluten Topographie h_N des Nordraumes zeigt die bis zum 12. Januar andauernde Troglage in diesem Gebiet, die in den folgenden Tagen durch einen vom Atlantik kommenden Höhenkeil und durch Warmluft auf der Ostseite der Mittelmeerzyklone rasch abgebaut wird. Zum Stichtag zeigt der Verlauf von h_N einen Wendepunkt $\left(\frac{d^2 h_N}{dt^2} = 0\right)$. Die absolute Topographie h_S des Mittelmeergebietes hat dagegen ihr Minimum gerade am Stichtag, als sich durch einen Abschnürungseffekt aus dem Trog ein kräftiger Höhenwirbel über dem Mittelmeer bildete. Die Erwärmung der Kaltluft über dem Meer und der von Norden her sich auf das Mittelmeergebiet ausweitende hohe Druck lassen dann an den Folgetagen die Geopotentialwerte wieder ansteigen. Der Verlauf der absoluten Topographie h von Europa ist das Mittel aus dem Verlauf von h_N und h_S. Wie man sieht, schneiden sich h_N und h_S am Stichtag, so daß kurzzeitig $h = h_N = h_S$ ist. Der Verlauf der absoluten Topographie des Mittelmeergebietes läßt auf eine Zunahme der Funkstörungen am Stichtag schließen.

2. *Temperatur t*: Die Höhentemperatur des Mittelmeerraumes hat ihr Maximum am 11. Januar, als auf der Rückseite des europäischen Höhentroges warme Atlantikluft (Lissabon meldet — 10° C in 500 mb) ins

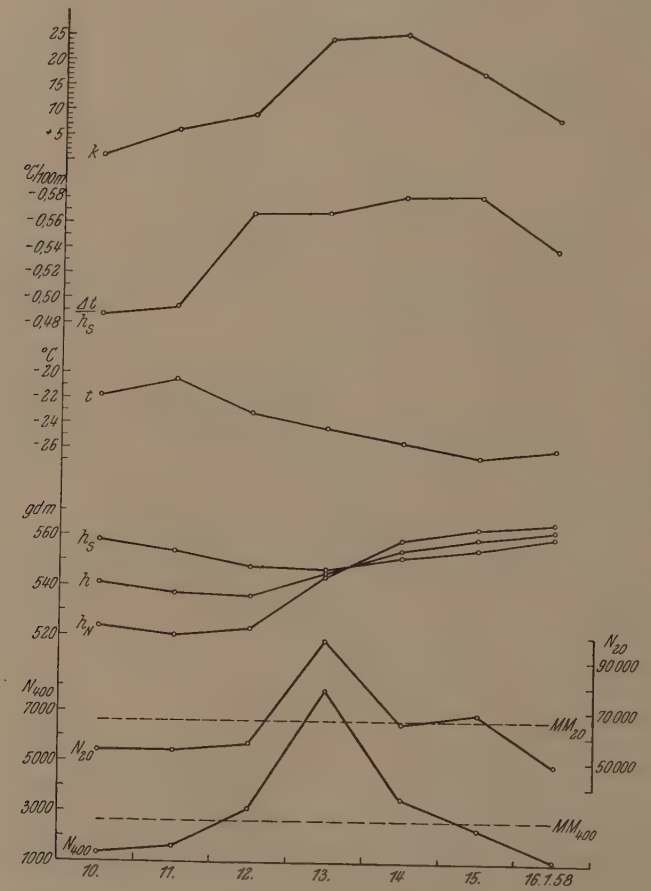


Abb. 2. Verlauf der Höhenwerte 500 mb der einzelnen Elemente in der Umgebung des 13. Januars 1958

N_{400} und N_{20} sowie MM wie in Abb. 1

h, h_N, h_S = Flächenmittel der absoluten Topographie 500 mb von Europa, Nordraum und Südraum

t = Flächentemperaturmittel des Mittelmeerraumes

$\frac{\Delta t}{h_S}$ = Flächenmittel des vertikalen Temperaturgradienten im Mittelmeerraum

k = Flächenmittel der Isohypsenkrümmung im Mittelmeerraum (positiv = zyklonal)

Mittelmeergebiet gelenkt wird. An den folgenden Tagen sinkt jedoch die Temperatur im Gefolge der Trogverschärfung und Zyklogenese immer mehr ab. Erst ab 16. Januar macht sich die Warmluft im Bereich des steuern-

den Höhenhochs bei England bemerkbar. Am Stichtag selbst zeigt die Temperaturkurve keine Besonderheit.

3. *Temperaturgradient* $\frac{\Delta t}{h_S}$: Der sich aus der absoluten Topographie und der Boden- und Höhentemperatur im Mittelmeerraum ergebende vertikale Temperaturgradient hat noch zwei Tage vor dem Stichtag einen sehr geringen Wert, der die bis zu diesem Zeitpunkt herrschende stabile Schichtung in diesem Raum anzeigt. Vom 11. zum 12. Januar nimmt er jedoch im Verlaufe der Trogverschärfung rasch höhere Werte an, erreicht jedoch sein Maximum (labilste Schichtung) erst ein bis zwei Tage nach dem Stichtag. Der Verlauf von $\frac{\Delta t}{h_S}$ allein läßt auf ein Sfericmaximum am 13. Januar nicht schließen.

4. *Krümmung k*: Die Krümmung der 500 mb-Isohypsen im Mittelmeerraum erreicht ihr Maximum am 14. Januar; allerdings ist dieser Maximalwert nur wenig vom Wert des Stichtages verschieden. Wie die Krümmung der Bodenisobaren weist also die Höhenkrümmung einen ihrer höchsten Werte gerade zum Stichtag auf.

Zusammenfassend kann aus dem Verlauf der Höhenwerte festgestellt werden: Von den Höhenwerten hat nur die absolute Topographie des Mittelmeergebietes einen für das Entstehen eines Sfericmaximums günstigen Extremwert, allenfalls noch die Isohypsenkrümmung. Die niedrigste Temperatur und damit der labilste Temperaturgradient treten erst einen bis zwei Tage nach dem Stichtag auf. Der Verlauf der Höhenwerte läßt also ebenso wie der der Bodenwerte keinen Schluß auf ein markantes Funkstörungsmaximum gerade am 13. Januar 1958 zu.

Es gibt jedoch einen Weg, um aus den gezeigten Kurven den 13. Januar als wahrscheinlichsten Tag für ein markantes Funkstörungsmaximum abzuleiten. Zu diesem Zweck muß man sich auf den Standpunkt stellen, daß es weniger ein oder auch mehrere Elemente des synoptischen Feldes sind, die ein Ansteigen oder Absinken der Sfericzahlen bewirken, als vielmehr das Zusammenspiel *aller* irgendwie nur in Frage kommender Elemente. Das Zusammenwirken der einzelnen Parameter hinsichtlich der Erzeugung von Sferics kann man verfolgen, indem man die in Abb. 1 und 2 gezeigten Kurven der einzelnen Elemente in einer Summenfunktion:

$$S = \sum_{i=1}^{n} g_i \cdot Z_i \qquad (1)$$

zusammenfaßt. Dabei bedeuten in (1) g_i die Gewichte der einzelnen Zustandsgrößen Z_i, die man anbringen muß, um etwa auf die gleiche Größenanordnung in den Zahlenwerten zu kommen. Das Vorzeichen von Z_i ist dabei so zu wählen, daß für das Auftreten positiver Sfericanomalien ungünstige Zustandsgrößen (wie zum Beispiel das Geopotential) ein negatives Vorzeichen erhalten. Ein Extremum an Funkstörungen ist nach obiger

Auffassung dann zu erwarten, wenn (1) einen Extremwert annimmt. Im folgenden wurde aus den Kurven der Abb. 1 und 2 die Summenkurve:

$$S = \Delta p - (p_S - 1000) - (h_S - 500) + \\ + t_{\text{Boden}} + t_d - (t_{500} + 20) - 100 \frac{\Delta t}{h_S} + k_{500} + k_{\text{Boden}} \qquad (2)$$

berechnet. Der Temperaturgradient $\frac{\Delta t}{h_S}$ wurde dabei, um auf vergleichbare Zahlenwerte hinsichtlich der übrigen Parameter zu kommen, mit 100 gewichtet. In Abb. 3 *a* ist der Verlauf von S dargestellt; wie man sieht, erreicht die Kurve ihr Maximum genau am 13. Januar. In Abb. 3 *b* ist dieselbe Summenkurve (2) für das Sfericminimum vom 9. Dezember 1957 dargestellt. Sie erreicht ihr Minimum unmittelbar vor dem 9. Dezember bzw. am Stichtag selbst. Wegen der zeitraubenden Berechnung von S (in den Kurven der Abb. 3 *a* bzw. 3 *b* stecken, obwohl diese nur über

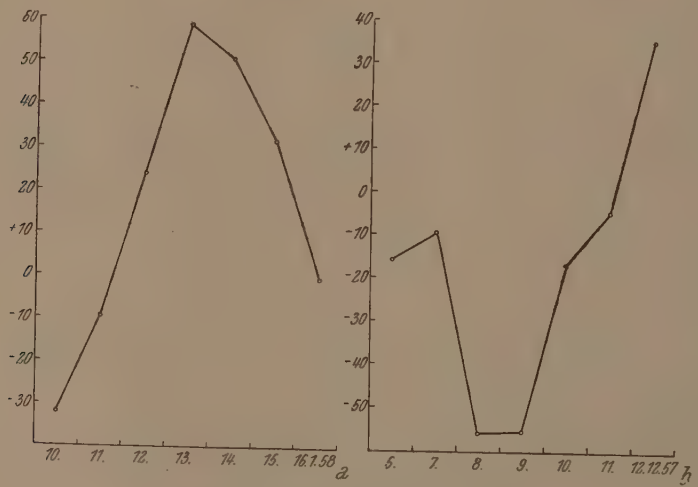


Abb. 3. Verlauf der Summenfunktion

a) zur Zeit des Sfericmaximums vom 13. Januar 1958,
b) zur Zeit des Sfericminimums vom 9. Dezember 1957

7 Tage gehen, schon je 2500 Einzelwerte) war es leider noch nicht möglich, S für einen längeren Zeitraum zu berechnen und mit den vorliegenden Sferickurven zu vergleichen.

Abschließend sei noch eine Bemerkung über das Zustandekommen von Funkstörungsextremen überhaupt gemacht. Da die in (2) erscheinenden Parameter nur zum Teil voneinander abhängig bzw. nur lose gekoppelt sind, ist die Möglichkeit zufälliger Maxima und Minima von S (und damit

auch von Funkstörungen) gegeben. Das bedeutet, daß es sich in manchen Fällen bei einem Sfericmaximum oder -minimum um zufällige, d. h. nicht vorhersagbare Extrema handelt. Vielleicht geht sogar ein großer Teil der im Laufe eines Jahres zu beobachtenden Sfericextrema auf derartige zufällig günstige Konstellationen der meteorologischen Elemente zurück. Einen entsprechenden Eindruck hat man jedenfalls beim Betrachten von Sferic-Registrierungen mit ihrem Durcheinander von Häufigkeitsmaxima und -minima.

Literatur

1. Malkowski, G.: Das Funkstörungsminimum vom 9. Dezember 1957. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10,** 381 (1958).

551.508.85

(Meteorologisches Institut der Freien Universität Berlin)

Zyklonale Rotation in einem Radarecho

Von

G. Malkowski

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird über eine zyklonale Rotationsbewegung eines Niederschlagsechos berichtet, die mit dem Wetterradargerät des Meteorologischen Institutes Berlin beobachtet werden konnte.

Summary. Report on a cyclonal rotational movement of a precipitation echo observed by the weather radar station of the Meteorological Institute Berlin.

Résumé. Mouvement rotatoire cyclonique d'une précipitation observée par radar à l'Institut météorologique de Berlin.

Bei der Durchsicht von Radarphotographien fiel ein sichelförmig gekrümmtes Echo auf, welches am 10. Januar 1958 gegen 14 Uhr MEZ auf dem Bildschirm des Berliner Wetterradargerätes beobachtet wurde. Abb. 1 a gibt eine vereinfachte Darstellung der um 14.30 Uhr MEZ gemachten Bildschirmaufnahme wieder.

Dieses Echo zog aus 278° mit einer Geschwindigkeit von 60 km/h südlich Berlin vorbei und wurde zuletzt um 16.45 Uhr photographiert. Seine Bahn zeigt Abb. 2. Der Vergleich der Bildschirmaufnahme von 16.45 Uhr MEZ (Abb. 1 b) mit der von 14.30 Uhr zeigte nun eine andere Orientierung der Echohauptachsen gegen die Nord-Süd-Richtung, was zu der Vermutung Anlaß gab, daß man es in diesem Fall mit einem Echo zu tun hatte, welches außer der einfachen Translation mit dem Höhenwind noch eine Rotationsbewegung um eine vertikale Achse besaß.

Bei der daraufhin durchgeführten Auswertung wurde als Bezugsgerade für die zu bestimmenden Winkel der Echohauptachsen gegen die Nord-Süd-Linie nicht die durch die Peilskala gegebene Nord-Süd-Richtung benutzt, sondern die Verbindungslinie zwischen zwei markanten, genügend weit voneinander entfernten Festzielechos (zwei Sendemaste, Abstand 51 km). Dies hat den Vorteil, daß man von gerätetechnisch be-

dingten Verwerfungen der wahren Nord-Süd-Orientierung des Radarbildes unabhängig wird und außerdem keine Parallaxenfehler begehen

Abb. 1. Bildschirmaufnahme vom 10. Januar 1958. Der Pfeil gibt das betrachtete Echo an. Bereich 200 km, 1 Ring ≙ 50 km
a: 14.30 Uhr, *b*: 16.45 Uhr

kann, da diese Bezugslinie in derselben Ebene liegt wie die Niederschlagsechos. Bei der Auswertung zeigte es sich, daß das untersuchte Echo keine

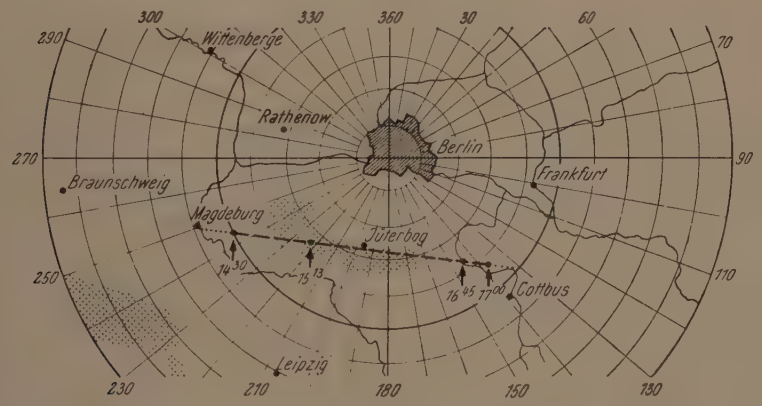


Abb. 2. Zugbahn des Echos vom 10. Januar 1958. Zuggeschwindigkeit: 60 km/h, Zugrichtung: 278°

starre Rotation besaß. Für den vorauslaufenden vorderen Teil ergab sich eine Winkelgeschwindigkeit von $(16 \pm 3)°$/h, für den hinteren Teil da-

gegen eine solche von (51 ± 3)°/h (Abb. 3), was einer Rotationsdauer von 22,5 bzw. 7,1 Stunden entspricht. Zur Kontrolle dieser Zahlenwerte, die aus den beiden Bildschirmaufnahmen von 14.30 Uhr und 16.45 Uhr MEZ abgeleitet wurden, wurde berechnet, welche Positionswinkel gegen die Bezugsgerade die beiden Echozweige um 15.13 Uhr MEZ haben müßten. Für diesen Termin stand nämlich eine weitere Bildschirmaufnahme zur Verfügung. Es ergab sich folgende Beziehung:

	Vorderer Echoteil	Hinterer Echoteil
Berechnet	(132 ± 5)°	(316 ± 5)°
Gemessen	(130 ± 5)°	(324 ± 5)°

Die Übereinstimmung ist also ausreichend.

Der Durchmesser des Echos vergrößerte sich während der Beobachtungszeit (vgl. Abb. 1 a mit Abb. 1 b), was, abgesehen von einem möglichen Entfernungseffekt (Annäherung des Echos beim Vorbeiziehen), nach den Erfahrungen des Verfassers bei ähnlichen Echotypen auf eine bevor-

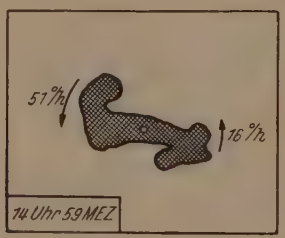


Abb. 3. Asymmetrische Rotation des Echos vom 10. Januar 1958

stehende Auflösung hinweist. Nimmt man als Mittel der beobachteten Durchmesser 26 km an, so ergibt sich an der Peripherie der beiden Echoteile aus den obengenannten Winkelgeschwindigkeiten eine Rotationsgeschwindigkeit von 4 km/h für den vorderen und von 12 km/h für den hinteren Echozweig. Dies entspricht im Mittel einer Konvergenz von 4 km/h über eine Strecke von 13 km (= Echoradius), wenn man ein lineares Geschwindigkeitsgefälle von der Peripherie bis zum Zentrum annimmt. Zur Erzeugung der angegebenen Geschwindigkeiten würde (geostrophisch) eine Druckdifferenz von weniger als 0.1 mb zwischen Echorand und Echomitte ausreichen.

Zum Vorzeichen der Rotation, die sich als zyklonal erwies, sei bemerkt, daß die relativ lange Lebensdauer des Echos von > 2 Stunden die Großräumigkeit des Prozesses im übertragenen Sinne anzeigt, d. h. der Effekt der Erdrotation (Corioliskraft) ist nicht zu vernachlässigen.

Eine Erklärung für die Entstehung der Rotationsasymmetrie bzw. der Rotation überhaupt liegt nicht vor. Die Asymmetrie könnte man eventuell als Scheineffekt erklären, indem man eine exzentrische Rotation des

Echos annimmt, also eine Drehung, deren Achse nicht durch den Echomittelpunkt geht. Eine allgemeine Ursache für derartige Rotationserscheinungen (die übrigens schon in den USA beobachtet wurden) dürfte es der Seltenheit der Erscheinung nach ohnehin kaum geben. Während der zwölfmonatigen Betriebszeit der Berliner Anlage wurde nur dreimal eine ähnliche Erscheinung beobachtet, und zwar in kurz vor der Auflösung stehenden Schauern bzw. Gewittern.

Es sei der Vollständigkeit halber noch erwähnt, daß man den oben behandelten Rotationseffekt auch als Scheineffekt deuten kann, indem man entsprechend angeordnete Neubildungen in der Nähe der ursprünglichen Zelle annimmt. Doch deutet die gelungene Interpolation zu einem Zwischentermin auf eine echte Rotation hin.

551.577.2:551.501.45

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Uccle)

Remarques à propos d'une généralisation de l'indice de similitude de M. Bouët

Par

R. Sneyers

Résumé. Le nouvel indice de similitude proposé en 1955 se confond avec l'un des trois coefficients d'association étudiés autrefois par G. U. Yule. Une meilleure estimation de l'erreur d'échantillonnage est faite et une généralisation de ce coefficient est envisagée. Un quatrième coefficient statistique est encore considéré et quelques exemples nouveaux sont traités.

Zusammenfassung. Der 1955 vom Verfasser vorgeschlagene Ähnlichkeitsindex erweist sich als identisch mit einem der drei früher durch G. U. Yule studierten Assoziationskoeffizienten. Es wird eine bessere Abschätzung des Zufallsfehlers gemacht und eine Verallgemeinerung dieses Koeffizienten betrachtet. Ein vierter statistischer Koeffizient wird untersucht und einige neue Beispiele werden behandelt.

Summary. The new index of similarity proposed in 1955 by the present author is identical with one of the three coefficients of association formerly studied by G. U. Yule. A better estimation of the sample error is made and a generalization of this coefficient considered. A fourth statistic coefficient is also defined and new examples treated.

1. On sait que pour caractériser le degré de dépendance existant entre deux régimes pluviométriques, M. Bouët [*1*] a introduit en 1948 un indice dont l'usage s'est assez bien répandu depuis. On sait aussi qu'à cause de sa définition hétérogène, cet indice présente certains inconvénients d'ordre analytique et ceci nous avait amené à proposer en 1955 un nouvel indice [*2*], d'un emploi tout à fait général et destiné à un usage analogue.

Des recherches ultérieures nous ont révélé qu'en réalité notre indice se confondait avec l'un des trois coefficients utilisés pour mesurer le degré d'association entre deux attributs et auquel G. U. Yule [*3*] avait déjà consacré une étude assez complète en 1912; en outre, nous nous sommes rendu compte que, dans le calcul de l'erreur d'échantillonnage de ce coefficient, contrairement à ce que nous supposions, il n'était pas justifié

d'admettre à priori l'indépendance entre les erreurs d'échantillonnage des variables au moyen desquelles il est défini.

Par contre, dans son étude, G. U. Yule n'a pas considéré le cas où la persistance dans les séries examinées altère la précision des estimations statistiques.

Notre note apporte la mise au point qui devenait ainsi indispensable.

2. Considérons une série d'épreuves au cours desquelles deux variables x et y prennent soit la valeur $+1$, soit la valeur -1, à l'exclusion de toute autre valeur ; associons à ces variables respectivement les indices i et j tels que :

$i = 0$ ($j = 0$) lorsque x (y) est indifféremment égal à $+1$ ou -1,
$i = 1$ ($j = 1$) lorsque x (y) est égal à $+1$
et $i = 2$ ($j = 2$) lorsque x (y) est égal à -1,

et désignons par n_{ij} ($i, j = 0, 1, 2$) le nombre d'épreuves pour lesquelles les conditions indiquées par les valeurs des indices i et j sont simultanément vérifiées.

Il en résulte qu'avec les n_{ij} on peut construire la table de fréquences représentée au Tableau 1 :

Tableau 1

n_{11}	n_{12}	n_{10}
n_{21}	n_{22}	n_{20}
n_{01}	n_{02}	n_{00}

qui n'est autre qu'une table de contingence à 2×2 classes où n_{00} désigne, en particulier, le nombre total d'épreuves, et le coefficient étudié par Yule (cf. par ex. [4], p. 311) s'écrit avec nos notations :

$$V_{xy} = \frac{n_{11}\, n_{22} - n_{12}\, n_{21}}{\sqrt{n_{10}\, n_{20}\, n_{01}\, n_{02}}} \tag{1}$$

Si l'on passe des fréquences absolues aux fréquences relatives au moyen des relations :

$$f_{ij} = \frac{n_{ij}}{n_{00}}, \quad i,\ j = 0,\ 1,\ 2, \tag{2}$$

la formule (1) devient :

$$V_{xy} = \frac{f_{11}\, f_{22} - f_{12}\, f_{21}}{\sqrt{f_{10}\, f_{20}\, f_{01}\, f_{02}}}, \tag{3}$$

dont l'identité avec celle qui définit notre indice résulte de ce qu'on a l'identité :

$$f_{11} + f_{22} - f_{10}\, f_{01} - f_{02}\, f_{20} = 2\,(f_{11}\, f_{22} - f_{12}\, f_{21}). \tag{4}$$

Enfin, en éliminant dans (3) f_{22}, f_{12} et f_{21} en fonction de f_{11}, f_{10} et f_{01} on trouve encore:

$$V_{xy} = \frac{f_{11} - f_{10} f_{01}}{\sqrt{f_{10} f_{20} f_{01} f_{02}}}. \qquad (5)$$

3. Pour calculer la variance de l'erreur d'échantillonnage de V_{xy}, on différentie (5), ce qui donne:

$$d V_{xy} = \frac{1}{\sqrt{\beta}} [df_{11} - \beta_{10} df_{10} - \beta_{01} df_{01}]$$

avec
$$\beta = f_{10} f_{20} f_{01} f_{02}, \qquad (6)$$

$$\beta_{10} = f_{01} + \frac{(f_{11} - f_{10} f_{01})(f_{20} - f_{10})}{2 f_{10} f_{20}} \text{ et } \beta_{01} = f_{10} + \frac{(f_{11} - f_{10} f_{01})(f_{02} - f_{01})}{2 f_{01} f_{02}}.$$

On intègre ensuite la première des relations (6) après élévation au carré, ce qui, en désignant par var f, la variance de la variable f, et par cov (f, g), la covariance des variables f et g, permet d'obtenir:

$$\text{var } V_{xy} = \frac{1}{\beta}[\text{var } f_{11} + \beta^2_{10} \text{var } f_{10} + \beta^2_{01} \text{var } f_{01}$$
$$- 2\beta_{10} \text{cov } (f_{11}, f_{10}) - 2\beta_{01} \text{cov } (f_{11}, f_{01}) + 2\beta_{10}\beta_{01} \text{cov } (f_{10}, f_{01})]. \quad (7)$$

Comme on a, d'autre part, les relations[1]:

$$\begin{aligned} 2 \text{ cov } (f_{11}, f_{10}) &= \text{var } f_{10} + \text{var } f_{11} - \text{var } f_{12}, \\ 2 \text{ cov } (f_{11}, f_{01}) &= \text{var } f_{01} + \text{var } f_{11} - \text{var } f_{21} \\ \text{et } 2 \text{ cov } (f_{10}, f_{01}) &= \text{var } f_{11} + \text{var } f_{22} - \text{var } f_{12} - \text{var } f_{21}, \end{aligned} \qquad (8)$$

on voit que var V_{xy} peut s'exprimer en fonction des variances des éléments f_{ij} et que, de ce fait, il sera effectivement possible de tenir compte des diverses formes sous lesquelles la persistance se manifeste dans la série étudiée.

Il est clair que si les valeurs de x et de y sont distribuées et combinées de façon indépendante dans la série d'épreuves, ou si ces valeurs et les combinaisons de ces valeurs sont affectées par le même degré de persistance, on pourra utiliser directement la formule de YULE. Nous la rappellerons sous la forme:

[1] Les deux premières relations de (8) proviennent de ce que l'on a:
var $(f_{10} - f_{11})$ = var f_{10} + var f_{11} − 2 cov (f_{10}, f_{11}), avec $f_{10} - f_{11} = f_{12}$
et var $(f_{01} - f_{11})$ = var f_{01} + var f_{11} − 2 cov (f_{01}, f_{11}), avec $f_{01} - f_{11} = f_{21}$.
La troisième égalité peut se démontrer en explicitant le second membre de l'égalité:
4 cov (f_{10}, f_{01}) = var $(f_{10} + f_{01})$ − var $(f_{10} - f_{01})$ + var $(f_{11} + f_{22})$ − var $(f_{12} + f_{21})$
au moyen des relations: $f_{10} + f_{01} = 1 + f_{11} - f_{22}$ et $f_{10} - f_{01} = f_{12} - f_{21}$,
et en appliquant l'identité:
$$\text{var } (f + g) = \text{var } f + \text{var } g + 2 \text{ cov } (f, g).$$

$$\text{var } V_{xy} = \frac{1}{n_{00}}\left[1 - V^2{}_{xy} + \left(V_{xy} + \frac{1}{2} V^3{}_{xy}\right)\sqrt{\gamma_{10}\,\gamma_{01}} - \frac{3}{4} V^2{}_{xy}\,(\gamma_{10} + \gamma_{01})\right] \tag{9}$$

$$\text{avec } \gamma_{10} = \frac{f_{10}}{f_{20}} + \frac{f_{20}}{f_{10}} - 2 \quad \text{et} \quad \gamma_{01} = \frac{f_{01}}{f_{02}} + \frac{f_{02}}{f_{01}} - 2,$$

avec la condition que s'il y a persistance, n_{00} y soit remplacé par le nombre de termes réellement indépendants dans la série.

Par ailleurs, étant donné que les variables f_{ij} $(i, j = 0, 1, 2)$ sont distribuées suivant une loi normale pour les grandes valeurs de n_{00}, on peut s'attendre à ce qu'il en soit de même pour V_{xy}. En particulier, on aura remarqué que si les valeurs de x et de y sont distribuées et combinées de façon indépendante dans la série, on a :

$$f_{11} = f_{10}\, f_{01} \text{ et par conséquent : } V_{xy} = 0 \text{ et } \text{var } V_{xy} = \frac{1}{n_{00}},$$

et qu'en outre, $n_{00}\, V^2{}_{xy}$ se confond avec un χ^2 possédant un degré de liberté, c'est-à-dire que $V_{xy}\sqrt{n_{00}}$ est distribué suivant une loi normale de moyenne nulle et de variance égale à 1.

Exemples

a) Degré d'association entre les régimes pluviométriques d'Uccle et de Zurich

Sur les 731 jours consécutifs des années 1951 et 1952 nous avons dénombré 433 jours de précipitations mesurables à Uccle, 414 jours de précipitations mesurables à Zurich et 305 jours de précipitations mesurables simultanées à Uccle et Zurich. Ce décompte permet d'établir la table de contingence à 2×2 classes donnée au Tableau 2 où nous avons indiqué en outre entre paranthèses la durée moyenne de la persistance avec laquelle chaque caractère simple ou complexe s'est apparemment manifesté dans la série[1].

Tableau 2

	Z_p	Z_{np}	
U_p	305 (5)	128 (2)	433 (4)
U_{np}	109 (2)	189 (4)	298
	414 (4)	317	731

On notera, en particulier, que la durée moyenne de la persistance des jours simultanément pluvieux à Uccle et à Zurich est de cinq jours et que, plus généralement, les jours ayant les mêmes caractères à Uccle et à Zurich sont plus persistants que ceux ayant des caractères opposés.

[1] Rappelons que cette durée moyenne est le plus petit nombre α tel que en prenant les jours de α en α dans la série considérée on obtient une série de jours indépendants entre eux relativement au caractère simple ou complexe envisagé.

On déduit, du Tableau 2:

$$V_{UZ} = 0{,}336.$$

En outre, sachant que les fréquences absolues du Tableau 2 conduisent aux fréquences relatives indiquées au Tableau 3,

Tableau 3

	Z_p	Z_{np}	
U_p	0,417	0,175	0,592
U_{np}	0,149	0,259	0,408
	0,566	0,434	1,000

on en tire :

$$\beta = 0{,}059332, \quad \beta_{10} = 0{,}535 \quad \text{et} \quad \beta_{01} = 0{,}570$$

$$\text{var } f_{10}\left(= 4\,\frac{f_{10}\,f_{20}}{n_{00}}\right) = 0{,}001322, \text{ var } f_{01} = 0{,}001344,$$

$$\text{var } f_{11} = 0{,}001663, \quad \text{var } f_{12} = 0{,}000395,$$

$$\text{var } f_{21} = 0{,}000347, \quad \text{var } f_{22} = 0{,}001050,$$

ce qui donne, avec (7) et (8) :

$$\text{var } V_{UZ} = 0{,}002983, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \varepsilon_V = 0{,}055,$$

valeur qui se confond presque avec celle de 0,053 fournie par nos premiers calculs [*2*].

b) Durée moyenne de la persistance dans la série des jours de précipitations mesurables à Uccle

Le coefficient V peut également être utilisé pour vérifier l'indépendance des termes consécutifs d'une série chronologique. Il est facile de voir, en effet, que dans cette hypothèse, il n'existe aucune corrélation entre cette série et celle qu'on obtient en décalant d'une place les termes de la première, le dernier terme étant mis à l'endroit du premier, et que, de ce fait, le coefficient V déduit des deux séries sera tel que la variable $t = V\sqrt{n_{00}}$ est distribuée normalement avec une moyenne nulle et une variance égale à 1.

L'examen des 731 jours des années 1951 et 1952 à Uccle fait apparaître (Tableau 4) 433 jours de précipitations mesurables parmi lesquels 342 jours de précipitations mesurables suivis d'un autre jour de précipitations mesurables.

Tableau 4

	U_p	U_{np}	
U_p	342	91	433
U_{np}	91	207	298
	433	298	731

On en tire

$$V = 0{,}484, \quad \text{c'est-à-dire} \quad t = 13{,}1,$$

valeur qui est très significative.

Le même calcul a également été fait pour la série des jours à Uccle, pris de a en a, et les résultats obtenus ont été indiqués au tableau 5 en même temps que ceux (t') fournis par le test de Wald-Wolfowitz (cf. [2], Tabl. 4, p. 127).

Tableau 5

a	t	t'
1	13,1	10,5
2	4,6	4,0
3	1,7	1,8
4	1,0	0,8

On voit ainsi que les deux tests conduisent pratiquement ici aux mêmes résultats c'est-à-dire à une durée moyenne de persistance de quatre jours.

c) Degré d'association entre les régimes des orages à Bâle, Lausanne et Locarno (d'avril à septembre)

Dans une note sur l'orage en Suisse [5], F. Ambrosetti, M. Bider et M. Bouët ont calculé les indices de similitude entre les régimes des orages aux stations de Bâle, Lausanne et Locarno, prises deux à deux, en utilisant la formule de M. Bouët. Aussi nous a-t-il paru intéressant de montrer quelles conclusions le calcul du coefficient V permet de tirer bien qu'il s'agisse ici d'un système associé qui ne peut être complètement caractérisé par la théorie développée ci-dessus.

D'après les données qui nous ont été obligeamment fournies par Mr. M. Bider, le décompte de 3294 jours consécutifs donne pour le couple Bâle-Lausanne (Tableau 6) 531 jours d'orages à Bâle, 439 jours d'orages à Lausanne et 244 jours simultanément orageux à Bâle et à Lausanne.

Tableau 6

	L_o	L_{no}	
B_o	244	287	531
B_{no}	195	2568	2763
	439	2855	3294

Il en résulte qu'on a :

$$V = 0{,}421.$$

Pour le calcul de var V on sait qu'il est nécessaire de connaître la durée moyenne de la persistance qui affecte la série de ces jours d'orage et, à défaut d'autres renseignements, nous avons mis à profit les répartitions de fréquence des séquences orageuses indiquées dans [5], Tabl. 2, p. 176.

On se souviendra, en effet, que si dans une série d'épreuves, une alternative déterminée se produit avec une probabilité p, la probabilité des séquences formées par une alternative isolée est $(1 - p)$ ou inférieure à $(1 - p)$

selon que les épreuves sont indépendantes ou qu'elles sont liées par un phénomène de persistance.

Dans ce dernier cas on peut tenter d'estimer la durée moyenne de la persistance au moyen de la longueur des séquences dont la probabilité, cumulée avec celles des séquences de longueur moindre, est égale à $(1 - p)$.

Pour les jours d'orages à Bâle, $1 - p = 0{,}84$ et le Tableau 7 montre que cette probabilité est pratiquement égale à la probabilité totale des séquences de 1 à 3 jours.

Tableau 7. *Fréquences des séquences orageuses à Bâle*

Longueur	1 j.	2 j.	3 j.	4 j.	5 j	6 j.	7 j.	8 j.	9 j.
Fréquence %	46,1	25,1	13,2	7,6	3,4	2,4	1,0	0,0	1,2

Comme les données de Lausanne conduisent à la même conclusion et, en admettant que l'association des jours d'orages se comporte d'une manière analogue à celle des jours de pluie, on peut en déduire que la valeur de var V atteindra environ le triple de ce qu'elle serait si les épreuves successives étaient indépendantes, c'est-à-dire [formule (9)] :

$$\text{var } V = 0{,}001434 \quad \text{et, par conséquent :} \quad \varepsilon_V = 0{,}038.$$

Pour les couples Bâle-Lausanne et Lausanne-Locarno, on trouve de la même manière respectivement :

$$V = 0{,}286 \quad \text{avec} \quad \varepsilon_V = 0{,}035 \quad \text{et} \quad V = 0{,}303 \quad \text{avec} \quad \varepsilon_V = 0{,}035$$

et la question se pose de savoir si les différences entre les valeurs de V trouvées sont significatives ou non.

En réalité, les éléments mis en œuvre jusqu'ici ne permettent pas d'y répondre du fait que (nous le montrerons au paragraphe suivant) la distribution de la différence entre les coefficients V fait intervenir des données nouvelles.

On peut cependant contourner la difficulté en faisant observer que les coefficients V trouvés sont liés aux distances qui séparent les stations par une corrélation significative au niveau de 2%.

Cette dernière propriété est assez remarquable, car elle tend à prouver que la loi des distances qui était perturbée par la chaîne des Alpes, dans le cas de l'association des jours de pluie, ne semble plus l'être dans le cas des orages ; aussi nous suggère-t-elle l'hypothèse que les situations orageuses en Suisse intéressent des niveaux dans l'atmosphère dont l'altitude est généralement supérieure à celle des sommets de la chaîne des Alpes.

Signalons encore que la régression trouvée pour V, dans le cas des orages est exprimée par la formule :

$$V_0 = 876 - 3{,}32\, d,$$

où V_0, en millièmes, est donné à partir de la distance mesurée en km., et que la comparaison avec la régression obtenue pour ce coefficient, dans le cas des jours de pluie (cf. [2], p. 129)[1], c'est-à-dire :

$$V_p = 754 - 1{,}20\, d,$$

indique une diminution plus rapide de l'association avec la distance dans le cas des orages que dans celui de la pluie.

Cette constatation peut d'ailleurs être retenue puisque le calcul de l'inter-

[1] Dans la formule (14) de notre article il fallait lire 631 au lieu de 231.

valle de confiance à de 95% pour les coefficients de d dans chacune de ces formules conduit à des intervalles extérieurs l'un à l'autre.

4. a) Le coefficient V ayant été défini pour deux variables x et y, dont les seules valeurs possibles sont $+1$ ou -1, sous la forme d'un coefficient de corrélation simple, il est clair que l'application des formules du calcul des corrélations multiples dans le cas de plus de deux variables du même type que x et y pourra se faire sans autre démonstration.

En particulier, si $x, y, z, \ldots, u$ sont ces variables et si on pose :

$$\delta_{xyz\ldots u} = \begin{vmatrix} 1 & V_{xy} & V_{xz}\ldots & V_{xu} \\ V_{xy} & 1 & V_{yz}\ldots & V_{yu} \\ \vdots & & & \\ V_{xu} & V_{yu} & V_{zu}\ldots & 1 \end{vmatrix} \qquad (10)$$

le coefficient de similitude multiple $V_{x,\,yz\ldots u}$ pourra se définir au moyen de la relation :

$$V^2_{x,\,yz\ldots u} = 1 - \frac{\delta_{xyz\ldots u}}{\delta_{yz\ldots u}}. \qquad (11)$$

De plus, on peut prévoir que ce coefficient sera nul si les variables $x, y, z, \ldots, u$, sont indépendantes deux à deux, et égal à 1 si, au contraire, ces variables prennent toutes simultanément la même valeur.

Pour le calcul de l'erreur d'échantillonnage sur le coefficient de similitude multiple on notera que la différentielle de l'équation (11) est une combinaison linéaire des différentielles des divers coefficients $V_{xy}, V_{xz}, \ldots$ qui apparaissent dans (10) et que, par conséquent, la variance de $V_{x,\,yz\ldots u}$ sera une combinaison linéaire des variances des coefficients $V_{xy}, V_{xz}, \ldots$ et des covariances de ces coefficients pris deux à deux.

En fait, le calcul de ces covariances est le seul élément nouveau dans ce problème ; c'était aussi l'élément inconnu qui nous manquait pour le calcul de la variance de la différence des coefficients de similitude pris deux à deux dans l'exemple c) du paragraphe précédent.

Toutefois, comme nous n'avons d'autre but que de faire ressortir la nature des nouvelles variables que ce calcul fait intervenir, nous nous bornerons simplement à quelques indications à ce sujet dans le cas de trois variables.

Associons à cet effet les indices i, j et k aux variables x, y et z, et définissons les fréquences f_{ijk} d'une manière analogue à celle qui a été faite au paragraphe 2 pour les variables x et y.

Il s'ensuit que les différentielles de V_{xy} et de V_{xz} seront des expressions de la forme :

$$\begin{aligned} d\,V_{xy} &= a_{11(0)}\,d\,f_{110} + a_{10(0)}\,d\,f_{100} + a_{01(0)}\,d\,f_{010}, \\ d\,V_{xz} &= a_{1(0)1}\,d\,f_{101} + a_{1(0)0}\,d\,f_{100} + a_{0(0)1}\,d\,f_{001}, \end{aligned} \qquad (12)$$

dont on déduit :

$$\operatorname{cov}(V_{xy}, V_{xz}) = L\,[\operatorname{cov}(f_{110}, f_{101}), \operatorname{cov}(f_{110}, f_{100}), \ldots \operatorname{cov}(f_{010}, f_{001})] \qquad (13)$$

où L désigne une fonction linéaire des éléments entre crochets.

Pour pouvoir éventuellement tenir compte, dans les estimations de ces éléments, du degré de persistance avec lequel l'un ou l'autre caractère complexe se répète dans la série d'épreuves, il convient de les expliciter au moyen des variances des variables f_{ijk}.

Dans le cas d'éléments tels que cov (f_{110}, f_{100}) ou cov (f_{100}, f_{001}), cette opération s'effectuera sans difficulté au moyen de formules analogues aux formules (8) établies plus haut.

Par contre, il n'en est pas de même pour d'autres, tels que cov (f_{110}, f_{101}) pour lequel, en particulier, il faut utiliser les relations :

$$f_{110} = f_{111} + f_{112} \quad \text{et} \quad f_{101} = f_{111} + f_{121}, \tag{14}$$

pour en déduire :

$$\begin{aligned} 2 \operatorname{cov}(f_{110}, f_{101}) = {} & 2 \operatorname{var} f_{111} + 2 \operatorname{cov}(f_{111}, f_{121}) \\ & + 2 \operatorname{cov}(f_{112}, f_{111}) + 2 \operatorname{cov}(f_{112}, f_{121}) \end{aligned} \tag{15}$$

et, en appliquant l'identité :

$$2 \operatorname{cov}(f, g) = \operatorname{var}(f + g) - \operatorname{var} f - \operatorname{var} g, \tag{16}$$

obtenir la relation :

$$\begin{aligned} 2 \operatorname{cov}(f_{110}, f_{101}) = {} & \operatorname{var} f_{110} + \operatorname{var} f_{101} + \operatorname{var}(f_{112} + f_{121}) \\ & - 2(\operatorname{var} f_{112} + \operatorname{var} f_{121}), \end{aligned} \tag{17}$$

qui a la forme cherchée.

On voit donc que les variables nouvelles qui apparaissent ici sont la fréquence f_{112} des épreuves pour lesquelles $x = +1$, $y = +1$ et $z = -1$, celle (f_{121}) pour lesquelles $x = +1$, $y = -1$ et $z = +1$ et celle $(f_{112} + f_{121})$ pour lesquelles, y et z étant de signes contraires, $x = +1$.

Cette constatation[1] est évidemment tout à fait générale et laisse prévoir que la multiplicité des caractères dont les fréquences interviendront dans le calcul de l'erreur d'échantillonnage du coefficient de similitude multiple relatif à n variables, s'échelonnera de 1 à n.

b) On sait aussi que dans le cas de deux variables, en plus du coefficient V, deux autres coefficients d'association ont été étudiés par YULE [3] et cités par KENDALL [4], et il est clair que la recherche de l'erreur d'échantillonnage de ces coefficients, dans le cas de séries persistantes peut se faire d'une manière analogue à celle qui vient d'être faite.

Dans cet ordre d'idées, nous croyons utile de signaler qu'on peut également considérer le rapport :

$$s = \frac{f_{11}}{f_{10} f_{01}} \tag{12}$$

[1] D'autres expressions de 2 cov (f_{110}, f_{101}) peuvent être obtenues en suivant d'autres voies et il s'ensuit que si la série d'épreuves est persistante, les diverses estimations qu'on pourra obtenir pour cette quantité ne seront pas toutes identiques, puisque les durées moyennes de persistance utilisées sont elles-mêmes entachées par une imprécision d'origine aléatoire. Toutefois, si les épreuves sont indépendantes, toutes ces estimations se confondent entre elles et on a notamment ici :

$$\operatorname{cov}(f_{110}, f_{101}) = \frac{1}{n_{000}}(f_{111} - f_{110} f_{101}).$$

entre la fréquence avec laquelle les deux variables x et y prennent simultanément la valeur $+1$ et la fréquence théorique de cette alternative, dans l'hypothèse ou les deux variables sont indépendantes.

Par ailleurs, on trouve pour ce rapport de la même manière que plus haut :

$$\text{var } s = s^2 \left[\frac{\text{var } f_{11}}{f_{11}^2} + \frac{\text{var } f_{10}}{f_{10}^2} + \frac{\text{var } f_{01}}{f_{01}^2} - \frac{2 \text{ cov } (f_{11}, f_{10})}{f_{11} f_{10}} - \frac{2 \text{ cov } (f_{11}, f_{01})}{f_{11} f_{01}} + \frac{2 \text{ cov } (f_{10}, f_{01})}{f_{10} f_{01}} \right], \tag{13}$$

formule qui devient, dans l'éventualité d'épreuves totalement indépendantes[1] :

$$\text{var } s = \frac{s^2}{n_{00}} \left[2 (s-1) + \frac{g_{11}}{f_{11}} - \frac{f_{20}}{f_{10}} - \frac{f_{02}}{f_{01}} \right], \tag{14}$$

si l'on pose $g_{11} = 1 - f_{11}$.

Le régime des orages, pour le couple Bâle-Lausanne fournit, par exemple :

$$s = 3{,}45 \quad \text{et} \quad \text{var } s = 0{,}0617, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \varepsilon_s = 0{,}25.$$

On en déduit que s vérifie la relation :

$$2{,}96 \leqq s \leqq 3{,}94,$$

avec une probabilité de 95%, ce qui signifie qu'en chiffres ronds, la fréquence des jours simultanément orageux à Bâle et à Lausanne atteint de trois à quatre fois la valeur qu'elle aurait en l'absence de toute corrélation entre les orages à chacune de ces stations.

Bibliographie

1. Bouët, M.: Méthode de comparaison des régimes pluvieux en météorologie synoptique. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 100 (1948).
2. Sneyers, R.: Sur une généralisation de l'indice de similitude de M. Bouët. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **8**, 121 (1955).
3. Yule, G. U.: On the Methods of Measuring Association between two Attributes. J. R. Statist. Ass. **75**, 579 (1912).
4. Kendall, M. G.: The Advanced Theory of Statistics, Vol. I. London, 1948.
5. Ambrosetti, F., M. Bider et M. Bouët: L'orage en Suisse. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **8**, 172 (1957).

[1] On a, en effet, dans ce cas :

$$\text{cov } (f_{11}, f_{10}) = \frac{f_{11} f_{20}}{n_{00}}, \quad \text{cov } (f_{11}, f_{01}) = \frac{f_{11} f_{02}}{n_{00}} \quad \text{et} \quad \text{cov } (f_{10}, f_{01}) = \frac{f_{11} - f_{10} f_{01}}{n_{00}}.$$

Charles Franklin Brooks †

Charles F. Brooks wurde am 2. Mai 1891 in St. Paul, Minnesota, U. S. A., geboren. Nach Absolvierung der üblichen Schulen studierte er Geographie an der Harvard University in Cambridge, Mass. Da war es Robert DeCourcy Ward, der ihn dazu anregte, sich vorzüglich klimatologischen Studien zuzuwenden, wobei Lehrer und Schüler durch die von Ward besorgte Übersetzung von Hanns Klimatologie (1. Bd.) viel Anregung gewannen. Brooks' Doktordissertation beschäftigte sich mit einem rein klimatologisch-hydrographischen Problem, der Verteilung der Schneehöhe in New England auf einem von Ost (Meeresküste) nach West (Berkshire-Hügelland) sich erstreckenden Querschnitt (Monthly Weather Rev. **43**, 9, 1915). In seinen letzten Jahren war sein besonderes Interesse wieder einem Schneeproblem, der quantitativen Schneehöhenprognose zugewendet, wobei die Methoden der objektiven (statistischen) Vorhersage zur Anwendung kamen. Mühevolle und überaus zahlreiche Versuche von Brooks und seinen Mitarbeitern hatten schönen Erfolg.

Aus der großen Menge von Untersuchungen mögen Brooks' Messungen von Oberflächentemperaturen im Atlantik und besonders in der Golfstrom-Region (Florida Strait) hervorgehoben werden. Diese Gruppe von Arbeiten vermittelt nicht nur wertvolle Beobachtungen, sondern auch deren Verarbeitung zum Nutzen der Wetterprognose und der Erforschung der allgemeinen Zirkulation.

Hervorragend war seine Kenntnis der Morphologie und Nomenklatur der *Wolken*. So konnte er im „International Committee, Responsible for International Cloud Codes and Nomenclature" ganz Ausgezeichnetes leisten. Auch die Sonnenfinsternis-Meteorologie verdankt ihm interessante und wertvolle Beiträge.

Von seinen Büchern ist an erster Stelle sein umfangreicher Beitrag zum Köppen-Geigerschen Handbuch der Klimatologie, „The Climates of North America" (gemeinsam mit R. DeC. Ward und A. J. Connor) zu nennen. Sein populärstes Werk „Why the Weather" zeigt ihn als ungemein geschickten und unterhaltsamen Schriftsteller, der wissenschaftliche Einsicht mit klarer Darstellung bei seltener Beherrschung der Sprache zu verbinden imstande war.

C. F. Brooks hat eine Reihe wissenschaftlicher Stellen bekleidet; am U. S. Weather Bureau in Washington, an der Yale-Universität (New Haven, Conn.) und Clark-Universität (Worcester, Mass.), und schließlich

an der Harvard-Universität (Cambridge, Mass.) als Professor der Meteorologie und Direktor des durch die Passat-Untersuchungen von L. Rotch weltbekannten Blue Hill-Observatorium, dem er sich mit allen seinen Kräften widmete und das er zu einem großen Institut mit weitreichenden wissenschaftlichen Aufgaben erweiterte.

Seine bewunderungswürdige Arbeitskraft widmete er nicht nur dem Blue Hill-Observatorium, sondern auch dem Observatorium auf dem Mt. Washington. Es war seit dem Jahre 1930 gänzlich am Zugrundegehen und mit der ihm eigenen Energie hat Brooks es neu belebt, man kann sagen, neu gegründet. Schließlich war die American Meteorological Society seine eigene Schöpfung. Durch 25 Jahre war er Sekretär der Gesellschaft und 19 Jahre hindurch Herausgeber ihres Bulletins. Eine große Reihe von Ehrungen bilden ein Zeichen für die ihm zuteil gewordene allgemeine Schätzung.

Mitten aus all seinen Planungen und Arbeiten ist Brooks am 8. Januar 1958 plötzlich abberufen worden, nach einem arbeits- und erfolgreichen Leben, für seine Mitarbeiter und Freunde ein schwerer Verlust.

V. Conrad, Cambridge, Mass., U. S. A.

Buchbesprechungen

Advances in Geophysics. Vol. 4. Herausgegeben von H. E. Landsberg und J. Van Mieghem. Mit zahlreichen Textabb., X, 456 S. New York: Academic Press Inc. Publishers. 1958. $ 12.00.

Der neue Band der Fortschrittsberichte der Geophysik beginnt mit einer zusammenfassenden Darstellung unserer Kenntnisse und der neueren Entwicklungen auf einem heute im Vordergrunde des allgemeinen Interesses stehenden Teilgebiet der Wissenschaft. In seinem 104 Seiten umfassenden Beitrag über Luftchemie bringt Chr. E. Junge einen umfassenden Überblick über die neueren Ergebnisse auf dem Gebiete der Chemie der aktiven Spurenstoffe in der Atmosphäre. Es sind dies in sehr geringen Mengen vorhandene Bestandteile der Atmosphäre, die durch chemische oder meteorologische Prozesse dauernd beseitigt oder erneuert werden und daher relativ große räumliche und zeitliche Änderungen aufweisen. Es handelt sich dabei vor allem um Verbindungen von Stickstoff, Schwefel, Chlor, Kohlenstoff und Sauerstoff und um alle Aerosole, wobei als Grenzfall auch CO_2 mit einbezogen, Wasser aber ausgeschlossen ist und nur die Verhältnisse in der Troposphäre in Betracht gezogen werden. Bei der Beschreibung der chemischen Bestandteile wird auch jeweils zwischen dem Vorkommen als Aerosol in Teilchengrößen zwischen $5 \cdot 10^{-3}$ bis 20 μ oder als Gas unterschieden. Die neuen Ergebnisse der atmosphärischen Aerosolforschung betreffen vor allem die Teilchengrößenverteilung und die physikalische Konstitution der natürlichen Aerosolteilchen, die Art des maritimen und des kontinentalen Aerosols sowie ihre Unterschiede und räumliche Verteilung. Von den gasförmigen Bestandteilen werden behandelt: CO_2, O_3, N_2, NO, NO_2, NH_3, SO_2, H_2S, Cl_2, I_2, CH_4, CO, Formaldehyd und der Anteil ihrer Bindung an feste Teilchen. Nach einer ausführlichen Erläuterung der Möglichkeiten und Arten der Beseitigung von Spurenstoffen aus der Atmosphäre und der chemischen und physikalischen Prozesse des Auswaschens durch Niederschläge werden Ergebnisse der chemischen Analyse der Niederschläge mitgeteilt und daraus Folgerungen auf die Bedeutung der Niederschläge für die natürliche Reinigung der Luft gezogen. Schließlich werden auch noch einige Ergebnisse über die Luftverunreinigung in großen Industriestädten und über die Weite des dadurch betroffenen Gebietes der Umgebung mitgeteilt.

J. W. Chamberlain bringt eine sehr schöne Übersicht (100 Seiten) über die verschiedenen Theorien des Polarlichtes, die im einzelnen im Hinblick auf ihre theoretische Stichhaltigkeit und auf ihre Leistungsfähigkeit in bezug auf die qualitative und quantitative Erklärung von beobachteten Erscheinungen kritisch behandelt werden. Es werden die Theorien, die auf der Annahme von solaren Ionenströmen als Ursache für die Nordlichter beruhen,

und auch andere Theorien wie die neuerdings mehrfach diskutierte Dynamotheorie, die Stoßwellentheorie, die Theorie der hydromagnetischen Kraftlinienverschiebung, die Ultraviolettlichttheorie und die Meteoritentheorie dargestellt und diskutiert. Während diese Theorien sich mehr mit der Nordlichtmorphologie und mit der Erklärung der Hauptmerkmale der Nordlichter beschäftigen, werden neuerdings mehr quantitative Theorien der Nordlichtanregung und der Erzeugung der spezifischen Nordlichtformen angestrebt. Die dazu notwendigen Grundlagen sowie die bisher erzielten Ergebnisse werden ebenfalls kritisch besprochen.

Lincoln La Paz berichtet auf 133 Seiten über die in der Erdatmosphäre durch Meteorfälle verursachten Erscheinungen und über die durch Meteore erzeugten Schäden und Unfälle, über die Häufigkeit, Einteilung und Gewichte der gefundenen Meteore, über die Zusammensetzung der Meteorsteine und den durch diese und durch Meteorstaub der Erde zugeführten Zuwachs an Materie, über die zur Auffindung von Meteorsteinen verwendeten Methoden und über die durch Meteorstaub verursachten Lichtstreifen und Wolken in höheren Luftschichten, über die mögliche niederschlagsauslösende Wirkung von Meteorstaub und über durch Meteore erzeugte ionisierte Schichten in 115 bis 130 km Höhe. Ausführlich werden die Probleme behandelt, die die Meteorgeschwindigkeit, ihre Bestimmungsmethoden und den möglichen Einfluß des Mondes auf die Meteorfälle betreffen, sowie die Untersuchung der großen Meteorkrater, ihre Identifizierung und die Bestimmung der den Krater bildenden Meteormassen und des Alters der Krater.

In einem Beitrag über Ausgleichung und Filterung von Zeitreihen und räumlichen Feldern bringt J. Leith Holloway eine übersichtliche Zusammenstellung der gebräuchlichen oder brauchbaren Methoden zugleich mit einer Bewertung ihrer speziellen Leistungsfähigkeit, die dem rechnerisch und praktisch arbeitenden Geophysiker und Meteorologen für die Wahl der für seine Zwecke am besten geeigneten Methoden von besonderem Nutzen sein wird.

P. J. Melchior gibt eine umfassende Darstellung der Theorie der Gezeiten der Erde und der theoretischen Erfassung der verschiedenen Faktoren, die darauf Einfluß haben oder damit im Zusammenhang stehen, und vergleicht die Ergebnisse der theoretischen Berechnungen mit den Beobachtungsergebnissen.

So vermittelt auch der neue Band dieser wertvollen Schriftenreihe in würdiger Fortsetzung der vorhergehenden Bände wieder auf wichtigen Teilgebieten der Geophysik Übersichten über den neuesten Stand der Forschung, die nicht nur als Quelle von Forschungsergebnissen nützlich sind sondern auch für weitere Untersuchungen auf diesen Gebieten anregend wirken werden. F. Steinhauser, Wien.

Météorologie Générale. Von J. Roulleau und R. Trochon. Band II. 178 S. Paris: Gauthier-Villars. 1958. Ffr. 1700.—.

Von dem französischen Lehrbuch der allgemeinen Meteorologie von J. Roulleau und R. Trochon, dessen erster Band in dieser Zeitschrift (Serie A, **6**, 116, 1953) angezeigt wurde, ist nun auch der zweite Band erschienen. Thermodynamische Zustandsgleichungen, Stabilitätsbedingungen, Aerodynamik der vertikalen und der horizontalen Luftströmungen bilden den Inhalt der ersten Kapitel des Bandes, wobei den Turbulenzvorgängen besonderes Augenmerk zugewendet wird. In der zweiten Hälfte des Bandes werden die Auswirkungen der thermo- und aerodynamischen Vorgänge auf

den Feuchtigkeits- und Wasserhaushalt der Atmosphäre behandelt; dabei werden die theoretischen Aspekte des Kondensationsvorganges, der Wolken- und Nebelbildung sowie der Niederschlagsvorgänge diskutiert. Die Klassifikation der Wolkenformen und Hydrometeore schließt sich an den neuen Internationalen Wolkenatlas der W. M. O. von 1956 an. W. Mörikofer, Davos.

Dynamical and Physical Meteorology. Von G. J. Haltiner und F. L. Martin. Mit zahlreichen Textabbildungen. XI, 470 S., New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1957. 75s. net.

Das Buch hat dem Inhalt und dem Aufbau nach Ähnlichkeit mit der vor 20 Jahren erschienenen Physical and Dynamical Meteorology von D. Brunt und ist doch etwas fast völlig Neues. Hier wie dort steht die dynamische Meteorologie im Vordergrund und sind von der physikalischen Meteorologie vorwiegend nur die Teile einbezogen, die unmittelbar Beziehungen zu den Problemen der dynamischen Meteorologie haben und als Grundlagen für ihr Verständnis notwendig sind. Dazu gehören vor allem die Strahlungs- und die Turbulenzprobleme. Das Neue liegt in den großen Fortschritten, die die dynamische Meteorologie im Laufe der letzten zwei Jahrzehnte gemacht hat und die besonders bei einem Vergleich beider Werke deutlich werden.

Nach einer sehr klaren und übersichtlichen Darstellung der thermodynamischen Grundlagen für trockene und feuchte Luft, der Mischungs- und Kondensationsprozesse, der hydrostatischen Gleichgewichtsbedingungen und der Geopotentialbestimmungen, der vertikalen Stabilitätsbedingungen und Konvektionsprozesse unter Berücksichtigung von Absinkbewegungen in der Umgebung und von Einbeziehung der Umgebungsluft in den aufsteigenden Luftstrom werden die Strahlungsverhältnisse als Grundlage der Energiequellen und Energieumsetzungen am Boden und in der Atmosphäre ausführlich behandelt. Ausgehend von einer sehr anschaulichen Darlegung der die Natur der Strahlung betreffenden Verhältnisse und Gesetzmäßigkeiten im allgemeinen, entwickeln die Verfasser ein Bild von der räumlichen und zeitlichen Verteilung der von der Sonne kommenden Strahlungsströme und von den in der Lufthülle und am Boden bei klarem und bei bedecktem Himmel erfolgenden Umsetzungen von Sonnenstrahlungsenergie nach neuen Berechnungen und erörtern auch die in der Atmosphäre vor sich gehenden Prozesse der langwelligen Strahlungsströme. Als Folgerungen aus den Strahlungsprozessen werden dann ihre Auswirkungen auf die Temperaturänderungen in der freien Atmosphäre, in Wolken, am Boden und bei der Transformation von Luftmassen sowie das Zusammenwirken der verschiedenen Strahlungsströme zur Strahlungsbilanz der Erdoberfläche und der Atmosphäre im allgemeinen und in verschiedenen Breitenzonen im besonderen besprochen.

Zur eigentlichen dynamischen Meteorologie führt dann die Ableitung der Bewegungsgleichungen, die in vektorieller Form gegeben wird, und ihre Anwendung auf die Berechnung reibungsfreier Bewegungen aller Arten von geostrophischen und ageostrophischen Strömungen. Die unter verschiedenen Bedingungen erfolgenden Änderungen des Windes und der Druckfelder mit der Höhe werden in Koordinatensystemen behandelt, in denen die Vertikalkoordinate durch den Druck oder die potentielle Temperatur ersetzt ist. Sehr eindrucksvoll und klar werden die komplizierteren Verhältnisse und Probleme der Strömungen und der Windstruktur in der Reibungsschicht, die Turbulenzprobleme und im Zusammenhang damit die Diffusion von Wärme und Wasserdampf und ihr Einfluß auf die Verdunstung, auf den Tagesgang von Dampfdruck und Temperatur und auf die Luftmassentransformation sowie die

Diffusion von Luftverunreinigungen abgeleitet und zur Darstellung gebracht.

In weiteren Abschnitten werden die Bedingungen der Frontogenese, die Verhältnisse und Vorgänge an den Diskontinuitätsflächen (Fronten, Tropopause, Druckstufen), die Kinematik von Drucksystemen und Druckänderungen und die dynamische Entwicklung von Druckänderungen am Boden und in der freien Atmosphäre in theoretischen Ableitungen und nach Berechnungen aus Beobachtungswerten, Massendivergenz und die Entwicklung außertropischer Zyklonen in Troposphäre und Stratosphäre, die Vorticity und ihre Anwendungen, die Störungstheorien und im Zusammenhang damit die Lösung von Wellen- und Stabilitätsproblemen und die Dispersion der Energie in der Atmosphäre behandelt. Einem modernen Zweig der Meteorologie ist der Abschnitt über die numerische Methode der dynamischen Vorhersage gewidmet, in dem die Grundlagen und der Sinn dieses Verfahrens, die Methoden der mathematischen Durchführung und ihre Anwendung auf verschiedene Atmosphärenmodelle dargelegt werden. Der letzte Abschnitt gibt einen sehr schönen Überblick über die allgemeine Zirkulation, über ihre heute bekannten Formen, ihre zeitlichen und räumlichen Schwankungen, über ihre Auswirkungen und über theoretische Untersuchungen zum Problem der allgemeinen Zirkulation und ihrer Erhaltung.

Der Wert des Buches liegt nicht nur in seiner Reichhaltigkeit an neuen Ergebnissen und in der geschlossenen Behandlung der dynamischen Meteorologie auf Grund der neuesten Entwicklungen, sondern vor allem auch in der sehr ansprechenden, klaren und didaktisch ausgezeichneten Darstellungsweise, die das Werk nicht nur zu einem ausgezeichneten Lehrbuch für Studierende, sondern auch zu einer genußreichen und anregenden Lektüre für Fachmeteorologen macht. F. Steinhauser, Wien.

Physikalische Dynamik der Atmosphäre. Von A. Defant und F. Defant. Mit 139 Textabb., XV, 527 S. Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1958. DM 60.—.

Es ist sehr zu begrüßen, daß nun wieder ein ausführliches Lehrbuch der dynamischen Meteorologie in deutscher Sprache vorliegt. Bei der starken Entwicklung dieses Zweiges der Meteorologie schwillt der Stoff immer mehr an, und weil es praktisch nicht möglich ist, im Rahmen eines Lehrbuches das gesamte Wissensgut mit allen seinen Entwicklungen bis in die neueste Zeit vollständig unterzubringen, wird eine richtige Auswahl des Stoffes und die Wahl der Ausführlichkeit und der Breite der Darstellungsweise für die Verfasser solcher Bücher immer mehr zu einem bedeutungsvollen und schwierigen Problem. Es können dabei verschiedene Gesichtspunkte in den Vordergrund gerückt werden: Die einen sind bestrebt, möglichst viel von den neuesten Entwicklungen zu bringen, und sind dabei gezwungen, die altbekannten Grundlagen möglichst knapp zu fassen. Dadurch entstehen Bücher, die für fortgeschrittene Studierende sehr nützlich und auch den in der Praxis stehenden Fachleuten für ihre Weiterbildung sehr willkommen sind, die aber als Einführung für Studenten wegen der kurz gefaßten Darstellung der Grundlagen zum Teil schwierig zu lesen sein werden. Ein richtiges Lehrbuch soll aber naturgemäß den Studierenden gerade die Grundlagen in klarer und ausführlicher Darstellung nahebringen und verständlich machen und von diesen Grundlagen aus die hauptsächlichsten Entwicklungslinien bis in die neueste Zeit weiterführen, wobei naturgemäß bei manchen Einzelheiten neuerer Ergebnisse von einer ausführlichen Darstellung abgesehen werden muß. Es kommt

mir vor, daß dieser zweite Gesichtspunkt die Verfasser des vorliegenden Buches bei der Auswahl des vorgebrachten Stoffes und der Art der Darstellung hauptsächlich geleitet hat und daß sie dadurch ein sehr nützliches Lehrbuch geschaffen haben, das in sehr klarer und anschaulicher Art und in einer in den Ableitungen nicht zu knapp gehaltenen und mathematisch einfachen Darstellungsweise, unterstützt von sehr sauberen Abbildungen, eine wirkliche und gute Einführung in das Wissensgebiet der dynamischen Meteorologie vermittelt und in den Hauptzügen auch die neueren Entwicklungen erfaßt. Darin liegt eine besondere Stärke dieses Buches als Lehrbuch. Es kommt darin auch die historische Entwicklung der dynamischen Meteorologie und der europäische Anteil daran mehr zur Geltung als in anderen neueren Büchern über dieses Wissensgebiet.

In der Anordnung des Stoffes folgt auf die Statik der Atmosphäre, auf die allgemeine Thermodynamik trockener und feuchter Luft und auf die Behandlung der Zustandsänderungen in vertikalen Luftsäulen die Darstellung der Strahlungsgesetze und Strahlungsströme in der Atmosphäre, wobei der neuere Stand der Kenntnisse von der Wärmebilanz der Lufthülle und der Breitenzonen in Anlehnung an Lettau wiedergegeben wird. Die weiteren Abschnitte behandeln die Kinematik, die Bewegungsgleichungen auf der rotierenden Erde, die einfachen statischen Horizontalströmungen, die Zirkulation und Vorticity, die Diskontinuitätsflächen, Turbulenz und Austausch, Reibung und Turbulenz und die atmosphärische Energetik, wobei besonders die sehr klare und verständliche Darstellung der Zirkulationsprobleme, der Vorticity, des thermischen Windes, der Turbulenz und der damit zusammenhängenden Probleme hervorgehoben sei.

Naturgemäß sind in einem Buch meist einzelne Teilgebiete, die zum eigentlichen engeren Arbeits- und Interessenbereich des Autors gehören, bevorzugt und ausführlicher behandelt. In dem vorliegenden Werk gilt dies vor allem für die Darstellung der allgemeinen Zirkulation, die ein Drittel des Buches umfaßt und in großer Ausführlichkeit und mit stärkerer Berücksichtigung der neueren Erkenntnisse ein umfassendes Bild von diesem Zentralproblem der dynamischen Meteorologie gibt. Darin liegt ein zweiter Vorzug dieses Buches. Nach einer Übersicht über den mittleren Grundzustand der Atmosphäre, wie er sich in Karten der horizontalen Verteilung und in Meridianschnitten zeigt, werden als theoretische Grundlagen zur Erklärung der allgemeinen Zirkulation die Jahresgänge des Luftdruckes in verschiedenen Gebieten und in verschiedenen Höhen und ihre theoretische Erklärung, die Theorie einer Meridionalzirkulation auf der ruhenden Erde und die Beeinflussung dieser Zirkulation durch Reibung und Erdrotation, die Theorie der Übertragung des Drehmoments und ihre Auswertung für den meridionalen Fluß und für den vertikalen Transport von Drehmoment im allgemeinen und im besonderen in der Tropenzone, sowie die Bedeutung der Mischungs- und Turbulenzvorgänge für die Ausbildung der allgemeinen Zirkulation dargestellt. Es folgen theoretische Überlegungen über den Aufbau und die Erhaltung des Polarwirbels der gemäßigten und höheren Breiten und über die Stabilität der zonalen Zirkulation, Rossbys Erklärung der meridionalen Windprofile der oberen Troposphäre (Jet stream) und der langen Wellen der oberen Westwinddrift, Untersuchungen über die Stabilität und über die Dispersion der langen Wellen, die Theorie der außertropischen Zyklonenwellen und der verschiedenen Arten der Zyklogenese und eine Darstellung der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation von Wochen- bis Monatsdauer um ihren mittleren Zustand und ihrer vermutlichen Ursachen.

Nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen der numerischen Wettervorhersage und nach einer Übersicht über die Rechnung mit verschiedenen Modellannahmen beschließt eine Darstellung der atmosphärischen Gezeiten und der gezeitenähnlichen Erscheinungen das Buch. F. STEINHAUSER, Wien.

Artificial Stimulation of Rain. Proceedings of the First Conference on the Physics of Cloud and Precipitation Particles. Held at Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Massachusetts, September 7-10, 1955. Mit zahlreichen Textabb., XVI, 427 S. London-New York-Paris: Pergamon Press. 1957. £ 5.5.0.

In dieser Neuerscheinung wird ein Werk vorgelegt, das uns die Teilnahme an einem sehr wichtigen und bedeutungsvollen Symposion über ein hochaktuelles Problem der Meteorologie so vollständig miterleben läßt, daß sogar die Diskussionen wörtlich verfolgt werden können. Auf dem Symposion, das vom 7. bis 10. September 1955 bei der Woods Hole Oceanographic Institution abgehalten worden ist, sind vor allem Fragen behandelt worden, die mit den verschiedenartigen Bemühungen um künstliche Niederschlagsauslösung zusammenhängen und die wissenschaftlichen Grundlagen für diese Bemühungen betreffen und damit auch die neueren Fortschritte auf dem Gebiete der Physik der Wolken umfassen.

Der erste Teil enthält 13 Vorträge über Ursprung, Verteilung und Messung des Aerosols. Auf Grund einer Darstellung der Wirkung der Koagulation (verantwortlich für die untere Grenze der Größenverteilung bei 0,01 μ) und der Schwerewirkung (verantwortlich für die obere Grenze bei 20 μ) auf die zeitliche Änderung der Größenverteilung der Teilchen wird die Verteilung der Teilchengrößen zwischen 0,01 und 10 μ über dem Kontinent als Wirkung eines großräumigen Mischungsprozesses erklärt. Untersuchungen des Meteoritenstaubes ergaben, daß dieser nicht als Gefrierkern und auch nicht niederschlagsauslösend wirkt. Zur chemischen Zusammensetzung der Kondensationskerne wird festgestellt, daß Nitrate in Teilchen mit Radien über 1 μ, Ammonium und Sulfate in kleineren Teilchen vorherrschen. Ferner werden elektronenmikroskopische Untersuchungen an Kernen von Nebel und Schneekristallen, die bei Flügen festgestellte Verteilung verschiedener als Kondensationskern wirksamer Teilchen in der freien Atmosphäre und die vertikale Verteilung der Aitken-Kerne und Beobachtungsergebnisse über die geographische Verteilung von hygroskopischen Riesenkernen und die vertikale Verteilung des Aerosols über dem Meere mitgeteilt. Weiters wird über die Ergebnisse der bei Flügen durchgeführten Bestimmungen der zeitlichen Änderung der Zahl der Verteilung geladener atmosphärischer Kerne und über die Verteilung der Raumladung in der unteren Atmosphäre berichtet, wobei festgestellt wird, daß an Inversionen und Dunstschichten der Potentialgradient häufig eine Zunahme mit der Höhe zeigt.

In 13 Vorträgen wurden Probleme der Kondensation und der Koagulation behandelt. Es wurde festgestellt, daß verschiedene Kerne bei verschiedenen Übersättigungsverhältnissen wirksam werden, so z. B. NaCl und AgI, und daß verschiedene Materialien auf verschiedene Art Wasser aufnehmen. Es wurde das Wachstum der Wolkentropfen durch Diffusion auf Grund einer neuen Theorie von FRISCH und COLLINS behandelt und die dabei entwickelte Temperaturerhöhung berechnet. Für die Berechnung der Wirksamkeit der Kollission wurde ein Nomogramm entwickelt. Das Wachstum der Regentropfen durch Zusammenfließen wurde auch in Laboratoriumsuntersuchungen geprüft. Bei Forschungsflügen wurde die Größenverteilung der Tropfen in

Schönwetter-Cu, Cu-congestus und in tropischen Cu-Wolken mit und ohne Niederschlagsechos beobachtet. Es wird der Anteil der Kondensation und Koagulation an der Entwicklung der Tropfengröße und an der Entstehung von Niederschlägen ohne Mitwirkung von Riesenkernen oder von Eisteilchen bestimmt und damit als kritischer Parameter für die Niederschlagsbildung der Wassergehalt von 4 bis 7 g/kg festgestellt. Weitere Vorträge betreffen Beobachtungen des Salzgehalts von Regenwasser und der Salzkerne in Hawai, Ergebnisse der Wolkenimpfung mit Salz in Pakistan und die Diskussion der Regentropfenverteilung und ihrer zeitlichen Änderung in Wolken über Hawai.

Zum Problem der Bedeutung von Schnee und Eis für die Niederschlagsbildung wurden 12 Vorträge gehalten. Durch experimentelle Untersuchungen wurde der Vorgang und die Art des Gefrierens großer unterkühlter Tropfen bei verschiedenen Temperaturen und die Art des Schmelzens großer gefrorener Tropfen klargelegt. Aus Ergebnissen von Wolkenflügen und von theoretischen Untersuchungen über die Impfung von Wolken mit Trockeneis wird gefolgert, daß eine Konzentration von Sublimationskernen von $10^8/m^3$ in 100 Sekunden eine Cu-Wolke in Eiskristalle verwandelt, ohne daß die entstandenen Kristalle zu meßbarer Größe anwachsen. Flugzeuguntersuchungen aus den letzten zehn Jahren ergaben, daß alle Wolkenbildungen bei Temperaturen oberhalb von — 40° von der Wasserphase ausgehen. Es wird über Beobachtungen der räumlichen und zeitlichen Änderungen des Radarechos von Schauerwolken berichtet. Die Entstehung der mit Radar häufig beobachteten Schnee produzierenden Zellen wird aus der beim Wachstum der Schneekristalle frei werdenden Sublimationswärme und der dabei an den Wolkengrenzen entwickelten Turbulenz erklärt. Quantitative Radarbeobachtungen und Wolkenflugbeobachtungen werden an einigen Beispielen auf Grund theoretischer Erwägungen im Hinblick auf das Wachstum der Niederschlagsteilchen und den Feuchtenachschub diskutiert. Die Dicke der Schmelzschichte unter der 0°-Grenze wird als Funktion des Temperaturgradienten, der Tropfengröße und der Anfangs- und Endfallgeschwindigkeiten berechnet. Auf Grund der gegenwärtigen Kenntnisse über die Bildung von Schneekristallen werden verschiedene Proben von Schneekristallen als aerologische Sonden gedeutet und ausgewertet. Es wird ferner über physikalische Untersuchungen an Schneeflocken sowie über Untersuchungen über die Bildung und das Wachstum von Schneekristallen berichtet und diskutiert.

Mehrere Vorträge behandeln Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen über das Wachstum und die Form von Eiskristallen und über die Art und Wirksamkeit verschiedener Kerne, Ergebnisse von mit Flugzeugen durchgeführten Messungen der Verteilung von Gefrierkernen und ihrer zeitlichen Änderungen in der freien Atmosphäre und die Erzeugung von Gewitterelektrizität durch Gefrieren von Wasser.

Aus dem im vorstehenden Mitgeteilten ist die Reichhaltigkeit des in dem vorgelegten Werk Gebotenen und seine Bedeutung für die Erforschung der Physik der Wolken und ihre Ausnutzung zur Auslösung von Niederschlägen und anderen Anwendungen in der Praxis ersichtlich. F. Steinhauser, Wien.

Final Report of the Advisory Committee on Weather Control. Vol. I: XII, 31 S.; Vol. II: Mit zahlreichen Textabb., X, 422 S. Washington D. C.: Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office. 1958.

In neuerer Zeit ist die meteorologische Wissenschaft in ein Stadium ihrer Entwicklung eingetreten, das immer mehr Aussicht auf eine praktische

Ausnutzung der gewonnenen Erkenntnisse in dem Sinne bietet, daß man daran denken kann, die Wetterentwicklung im großen durch geeignete Eingriffe und technische Maßnahmen den praktischen Bedürfnissen entsprechend zu beeinflussen. Bei den komplizierten Verhältnissen im großräumigen Wettergeschehen ist dabei aber der Erfolg nicht immer leicht abzusehen, wenn auch die theoretischen Unterlagen einen solchen erwarten lassen. So kommt es, daß oft der an der künstlichen Wetterbeeinflussung interessierten Allgemeinheit Erfolge dieser Maßnahmen in Aussicht gestellt werden, die keineswegs so sicher sind, wie man nach Zeitungsberichten und Geschäftsprospekten annehmen könnte. Daß dem Problem der künstlichen Wetterbeeinflussung aber eine außerordentlich große volkswirtschaftliche Bedeutung zukommen kann, ist ohne Zweifel, und es ist deshalb sehr verdienstlich, daß vom USA Congress ein Komitee eingesetzt worden ist, dem die Aufgabe gestellt wurde, objektiv die Möglichkeit der technischen Wetterbeeinflussung und die Erfolge der bisherigen Versuche zu prüfen und daraus Folgerungen für weitere Maßnahmen zur Klärung der strittigen Probleme und zur Steigerung der Erfolgsaussichten abzuleiten. Der dem US Congress vorgelegte Bericht dieses Komitees ist nun dankenswerterweise auch in einer Veröffentlichung allgemein zugänglich gemacht worden. Es ist daraus viel Interessantes sowohl in Bezug auf die Erfolgsbeurteilung der bisherigen Maßnahmen wie auch in wissenschaftlicher Hinsicht zu entnehmen.

Das Komitee hatte eine doppelte Aufgabe: die Erfolgsprüfung der bisherigen zahlreichen Versuche der Beeinflussung der Niederschlagstätigkeit durch Impfung der Wolken mit Silberjodid mit geeigneten statistischen Methoden und die physikalische Beobachtung und Feststellung der Vorgänge, die in den Wolken durch die Einführung von Silberjodid ausgelöst werden.

Der im ersten Band wiedergegebenen Zusammenfassung der Ergebnisse der Untersuchungen des Komitees ist zu entnehmen, daß die statistische Prüfung ergeben hat, daß in den Gebirgsgegenden des Westens im Winterhalbjahr eine Erhöhung der Niederschläge um 10 bis 15% als Wirkung der Wolkenimpfung angenommen werden kann, während im Flachland eine Vermehrung der Niederschläge statistisch nicht nachgewiesen werden konnte; andererseits hat sich aber auch ein negativer Effekt der Impfung auf die Niederschlagstätigkeit durch Überimpfung nicht gezeigt. Für die Beurteilung der Wirksamkeit der Bekämpfung der Hageltätigkeit waren die statistischen Unterlagen nicht ausreichend. Die physikalische Prüfung ergab, daß durch Impfung mit Bodengeneratoren bei geeigneten Situationen in den Wolken zweifellos Eiskristalle erzeugt werden können, was allerdings nicht unbedingt eine Niederschlagsbildung zur Folge hat. Auch in 30 Meilen Entfernung von den Generatoren wurde in der Wolkenregion noch eine hinreichend große Konzentration von Silberjodid festgestellt.

Auf Grund der bei seiner Arbeit gemachten Erfahrungen hält das Komitee eine wesentliche Steigerung und Förderung der Grundlagenforschung für dringend notwendig und empfiehlt ein Forschungsprogramm, das Untersuchungen über den Einfluß solarer Störungen auf das Wetter, über Faktoren, die die allgemeine Zirkulation und die Entwicklung und Verlagerung großräumiger Störungen betreffen, über die Dynamik der Wolkenbewegungen, über die Bildung von Schnee und Eis und die dafür bedeutungsvollen physikalischen Erscheinungen, über die Elektrifizierung in Wolken und die Bedeutung der Elektrizität für meteorologische Erscheinungen, über die natürlichen Quellen von Kondensations- und Gefrierkernen und über Methoden und Einrichtungen zur Wetterbeeinflussung umfaßt.

Im zweiten Band werden in ausführlichen Berichten der einzelnen Mitarbeiter die angewandten Untersuchungsmethoden entwickelt und die wissenschaftlichen Ergebnisse der statistischen und physikalischen Prüfungen wiedergegeben. Daraus bekommt man nicht nur einen guten Einblick in die Arbeitsweise des Komitees, sondern dieser Band gibt auch dem wissenschaftlich interessierten Meteorologen viele Anregungen, vermittelt sowohl in mathematisch-statistischer wie auch in physikalisch-meteorologischer Hinsicht viele interessante Ergebnisse und gibt auch einen Einblick in die Arbeitsweise und Erfolge der einzelnen für die Zwecke des Komitees durchgeführten Forschungsprojekte zur Beeinflussung der Wolken- und Niederschlagsbildung und zur Blitz- und Hagelbekämpfung. Besonders hingewiesen sei auch auf eine im Anhang wiedergegebene 2259 Einzelveröffentlichungen umfassende Bibliographie über Wetterbeeinflussung und Wolkenphysik. F. Steinhauser, Wien.

The Threshold of Space. The Proceedings of the Conference on Chemical Aeronomy. Herausgegeben von M. Zelikoff. Mit zahlreichen Textabb., XI, 342 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1957. £ 5.5.0.

Das vorliegende Buch läßt uns ein Symposion über hochaktuelle, aber auch sehr schwierige Probleme der chemischen Erforschung der hohen und höchsten Atmosphärenschichten und der in diesen Regionen vor sich gehenden Umsätze und physikalischen Prozesse miterleben. Dieses Symposion über chemische Aeronomie wurde vom 25. bis 28. Juni 1956 in Cambridge, Mass., abgehalten und sollte der Klärung verschiedener Theorien und der Herausstellung der noch ungelösten Probleme dienen. Durch die Wiedergabe der an die Vorträge angeschlossenen Diskussionen werden in dankenswerter Weise als Ergänzung zu den Vorträgen auch gleichzeitig die Kritik der Versammlung über das Vorgetragene und weitere Ergänzungen vermittelt.

Die erste Gruppe von 9 Vorträgen ist Problemen der atmosphärischen Photochemie gewidmet und behandelt die Wirkung der Sonnenstrahlung auf eine Sauerstoff- und eine Stickstoffatmosphäre, die Reaktion zwischen den verschiedenen Formen von Sauerstoff und Stickstoff und ihren Oxyden in der oberen Atmosphäre und die daraus sich ergebenden optischen Anregungen, die im Nachthimmelslicht und in anderen Erscheinungen sich bemerkbar machen, die Theorie des Nachthimmelslichtes, die photoelektrische Wirkung der solaren Röntgenstrahlung auf solare und terrestrische Erscheinungen (terrestrische Korona, Ionosphärenschichten, Zodiakallicht und Gegenschein, Sonnenkorona, Polarlicht und magnetische Gewitter), die Bildung von Stickoxyden und ihre Bedeutung für die D-Schicht der Ionosphäre und für das Nachthimmelslicht, neue genaue Beobachtungen der Nachthimmelslichtemission bei 5577, 5890 und 6300 Å mit einem hochempfindlichen Photometer, neue Überlegungen über atomaren Wasserstoff in hohen Luftschichten und über den Wärmehaushalt der oberen Ionosphäre und schließlich Ergebnisse von Untersuchungen der Atmosphäre und der Wolkenschichten auf der Venus. Neue Untersuchungen über den Ozongehalt der Luft und seine Bildung deuten darauf hin, daß Ozon eher durch Entladungen vor oder während der Gewitterwolkenbildung erzeugt wird als durch die Blitzentladungen selbst.

In der zweiten Gruppe von 19 Vorträgen werden Probleme und Ergebnisse der Spektroskopie und Photochemie besprochen. Es handelt sich dabei zum Großteil um experimentelle Grundlagenuntersuchungen. Darunter sind

Beobachtungen und Betrachtungen über Vakuum-UV-Spektra von N_2 und N_2-O_2-Gemischen, über metastabile Zustände in der Photochemie, über die Photochemie von Stickoxyden im Ultraviolett, die Photoabspaltung negativer Ionen, die Photolyse von Wasserstoff, strahlungschemische Prozesse von Stickoxyden bei niedrigem Druck, massenspektroskopische Bestimmungen von Photoionisationsprodukten, Absorptions-Spektrophotometrie im Ultraviolett, Absorptionsspektra von Stickoxyden und Wasser im UV, photoelektrische Photometrie im Vakuum-UV, Autoionisation, Chemoluminiszenz, Energieniveaus des Stickstoffmoleküls und anderes.

In einer dritten Gruppe von 6 Vorträgen wird über Ergebnisse von Beobachtungen mittels Raketen berichtet, die zur Prüfung der aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen auf die Verhältnisse in der hohen Atmosphäre gezogenen Schlußfolgerungen angestellt worden sind. Zu diesen sehr interessanten Untersuchungen gehören Messungen des Nachthimmelslichtes im extremen UV mit Raketen, Beobachtungen über die Dissoziation von Sauerstoff in großen Höhen, direkte Messungen des Nachthimmelslichtes zur Höhenbestimmung der Emissionsschicht (85 km), Beobachtung der Emission einer von Raketen in großen Höhen künstlich erzeugten Natriumwolke, Erzeugung einer künstlichen Ionenwolke durch Photoionisation des in 95 km ausgestreuten NO und künstlich verursachte atmosphärische Luminiszenz in einem in 106 km Höhe ausgelassenen NO-Gas.

In einer vierten Gruppe von 11 Vorträgen wird über Fragen diskutiert, die neue Probleme betreffen, die durch die Flüge mit Überschallgeschwindigkeit in großen Höhen aktuell geworden sind. Dabei werden Probleme der Aerothermodynamik von Flugkörpern mit Überschallgeschwindigkeit, die Theorie der Entstehung eines positiven elektrischen Potentials an der Front von Stoßwellen, die Absorptionskoeffizienten der Luft von 2000 bis 18000°K und experimentelle Untersuchungen zum Studium der bei Flügen mit Überschallgeschwindigkeit auftretenden Erscheinungen behandelt.

Aus dieser Übersicht erkennt man, daß das Buch in Zusammenfassung aller einschlägigen Probleme ein umfassendes Bild von der Kompliziertheit und Vielfältigkeit der chemischen Erforschung der hohen Luftschichten vermittelt, mit neuen Problemstellungen bekannt macht und dadurch nicht nur einen Überblick über den Stand der Forschung gibt, sondern auch sehr anregend wirkt. F. Steinhauser, Wien.

Manual on Rockets and Satellites. Herausgegeben von L. V. Berkner. (Annals of the International Geophysical Year, Vol. VI.) Mit zahlreichen Textabbildungen und Bildtafeln, XX, 508 S. London–New York–Paris–Los Angeles: Pergamon Press. 1958. £ 8.0.0.

Zu den größten technischen Errungenschaften der neueren Zeit gehört es unzweifelhaft, daß es in den letzten Jahren möglich geworden ist, mit Hilfe von hochreichenden Raketen und mit künstlichen Satelliten der Erde die Forschung unmittelbar in die höchsten Luftschichten und sogar in den Weltraum hinauf zu tragen. Einen nicht geringen Anteil an der Beschleunigung der Entwicklung dieser Methoden haben naturgemäß auch die Bestrebungen gehabt, im Rahmen der internationalen Zusammenarbeit im Geophysikalischen Jahr den ganzen Luftraum der direkten Beobachtung zugänglich zu machen. Damit wurde nicht nur eine Möglichkeit geschaffen, eine Prüfung und Bestätigung für die früher mit meist indirekten Methoden gewonnenen Erkenntnisse zu erhalten, sondern überdies der Beobachtungsbereich sowohl in räumlicher Hinsicht wie auch in bezug auf die Beobachtungsmöglich-

keiten wesentlich erweitert. Es handelt sich bei den Raketen und Satelliten um technische Neuerungen, die von den bisher gebräuchlichen Beobachtungsmethoden völlig verschieden sind. Deshalb ist sehr zu begrüßen, daß in dem vorliegenden Werk alle technischen und wissenschaftlichen Probleme, die mit diesen neuartigen Forschungsmitteln zusammenhängen, aus der Feder der berufensten Fachleute aus den verschiedenen an den Raketen- und Satellitenprogrammen des Internationalen Geophysikalischen Jahres beteiligten Staaten ausführlich und nach dem neuesten Stand der Entwicklung behandelt werden. Den Anlaß dazu bot das Bedürfnis nach einem Handbuch für das Geophysikalische Jahr.

In einer sehr aufschlußreichen Einführung gibt der Herausgeber einen Überblick über die Hauptprobleme und die neuartigen Aufgaben der Raketen- und vor allem der Satellitenforschungsprogramme. Nach einer allgemeinen Übersicht über die Methoden der mit Raketen durchzuführenden Beobachtungen von Luftdruck, Temperatur, Dichte, Windstärke und Windrichtung, Ionosphärenmessungen, Beobachtungen der kosmischen Strahlung, Strahlungsmessungen, Messungen des Nachthimmelslichtes und Spektralaufnahmen der Sonnenstrahlung, des Nachthimmelslichtes und der Nordlichter, Meteoritenbeobachtungen, Untersuchungen der Zusammensetzung der hohen Luftschichten und magnetische Messungen werden im einzelnen die Beobachtungsprogramme von Raketenaufstiegen in Australien, in Kanada, in der Sahara, in Japan, in der UdSSR, in den USA, im Pazifischen Ozean, in der Arktis und in der Antarktis mit Angaben von technischen Einzelheiten, von Besonderheiten der verwendeten Beobachtungsmethoden der verschiedenen Teilnehmer am Raketenprogramm des Geophysikalischen Jahres und zum Teil auch von Beobachtungsergebnissen mitgeteilt, so daß man über alle Fragen der Technik der verschiedenen Raketentypen, der Beobachtungsmöglichkeiten mit Raketen und der Beobachtungsprogramme des Geophysikalischen Jahres Aufschluß erhält.

Den größten Teil des Buches umfassen die Beiträge zum Satellitenprogramm des Geophysikalischen Jahres. Hier handelt es sich um ein Forschungsgebiet, das in seiner Vielseitigkeit, seinen technischen und wissenschaftlichen Problemen und unterschiedlichen Ausführungsformen in den USA und in der UdSSR in der hier gebotenen Vollständigkeit zum erstenmal behandelt wird. Hier findet man Beiträge über Berechnungen der Bahn der Satelliten in Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren, über die Auswirkung verschiedener Annahmen von Modellen der Erdatmosphäre und über die aus den Beobachtungen der Satellitenbahnen möglichen Schlußfolgerungen auf die Dichte der hohen Atmosphärenschichten, über geodätische Folgerungen und Anwendungen, über Bestimmungen der Lebensdauer von Satelliten und säkulare Störungen ihrer Bahn, über die atmosphärische Bremsung der Satelliten durch Zusammenstoß mit neutralen Teilchen und beim Durchlaufen von geladenen Schichten, Dämmerungstabellen für verschiedene geographische Breiten in Abhängigkeit von der Höhe des Erdschattens für jeden zehnten Tag, Nomogramme und Karten für visuelle Satellitenbeobachtungen und Schilderungen der instrumentellen Einrichtungen und der Verfahren von radiophysikalischen Untersuchungen der Ionosphäre.

Auf 56 Seiten wird das Satellitenforschungsprogramm der UdSSR in seinen Einzelheiten dargestellt und werden Anleitungen und Erläuterungen für Radioamateure zur Beobachtung der Satellitensignale, Satellitenbahnen und der Umlaufszeiten, Beschreibungen der Beobachtungsmethoden und Empfangsgeräte, Instruktionen für visuelle Beobachtungen und eine ausführliche

Darstellung der beabsichtigten Untersuchungen der Variation der kosmischen Strahlung, des erdmagnetischen Feldes in großen Höhen, der Erdalbedo für kosmische Strahlung und der Struktur der von der Sonne emittierten Strahlung sowie der Beobachtungsapparaturen gegeben.

Anschließend wird auf 162 Seiten das USA-Satellitenprogramm entwickelt und es werden die Bodenorganisation, die technischen Einrichtungen, die Vorkehrungen und Vorbedingungen für den Transport der Satelliten in ihre Bahn, die Einrichtungen zur Ausnutzung der Sonnenenergie für die Satelliten und zur Temperaturkontrolle, das zahlreiche und neuartige wissenschaftliche Instrumentarium der Satelliten, seine Wirkungsweise und seine Leistungsfähigkeit, das am Boden eingerichtete Beobachtungssystem und die Auswertung der vom Boden aus durchzuführenden visuellen und elektrischen Beobachtungen der Satelliten sowie die Bedingungen der visuellen Sichtbarkeit, die Ausnutzung der Satellitenbeobachtungen zur Bestimmung der Strahlungsbilanz der Erde, Einrichtungen und Methoden zur Beobachtung des Wolkensystems von Satelliten aus und zu anderen meteorologischen Beobachtungen, die Methoden zur Bahnbestimmung und Vorhersage der Satellitenbahnen und die radioelektrischen Übertragungssysteme sehr ausführlich beschrieben. Während nur die USA und die UdSSR Satelliten selbst aussenden, sind aber an den Beobachtungen der Satelliten auch mehrere andere Staaten beteiligt.

Einer Wiedergabe der auf verschiedenen Tagungen des CSAGI gefaßten Resolutionen über das Raketen- und Satellitenprogramm des Internationalen Geophysikalischen Jahres folgen im Anhang Berichte über Ergänzungen zum US-Satellitenprogramm und über die ersten gestarteten amerikanischen und russischen Satelliten. F. Steinhauser, Wien.

Atmosphärische Elektrizität. Teil I: Grundlagen, Leitfähigkeit, Ionen. Von H. Israël. (Probleme der kosmischen Physik: Band 29.) Mit 124 Textabb., X, 370 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1957. DM 42.—.

Der Verfasser ist bestrebt, in einem großzügig angelegten, auf zwei Bände projektierten Werk eine ausführliche Darstellung des Gesamtgebietes der atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen nach dem neuesten Stand der Forschung zu geben. In der Einleitung wird besonders auf die mit der Lösung des atmosphärisch-elektrischen Grundproblems verknüpfte Erkenntnis, daß die Welt der atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen nur im Rahmen der Meteorologie verstanden werden kann, hingewiesen, die sich auch in der Form der Darstellung der Probleme und der Ergebnisse im ganzen Werk auswirkt. In dem vorliegenden ersten Teil wird im wesentlichen die Physik der Gasionen und submikroskopischen Suspensionen behandelt, während ein zweiter Teil dem atmosphärisch-elektrischen Geschehen in seinen einzelnen Erscheinungsformen und seinen Verknüpfungen mit globalen und lokalen Vorgängen gewidmet sein wird und eine Zusammenfassung in einer luftelektrischen Klimatologie und Synopsis bringen soll.

Nach einem kurzen Überblick über die historische Entwicklung luftelektrischer Forschungen folgt in der Darlegung der Grundlagen eine ausführliche Behandlung der Lehre von den Gasionen und ihren Eigenschaften in der Phase unselbständiger Entladungen unter Beschränkung auf die Luft als Ionenmedium, wobei die mit Ionen-Entladung, -Bewegung und -Wiedervereinigung zusammenhängenden Probleme sowie die Vorgänge im ionisierten Gas unter der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes und die unselbständigen Entladungen bei normalem und bei dem den Verhältnissen

in höheren Luftschichten entsprechenden verminderten Luftdruck erörtert werden. Ein Beitrag von H. Dolezalek über selbständige Entladungen behandelt den Leitungsstrom, bei dem die Ionen durch die Entladung selbst, hauptsächlich durch Stoßionisation, erzeugt werden, und die Prozesse, die für die Trägerentstehung sowie für die Nachlieferung der Stoßelektronen durch die Entladung selbst sorgen, die Entladungsformen und die Zündarten. Die Darstellung der Wirkungsweise der verschiedenen Ionisatoren beschließt die Ausführungen über die Grundlagen.

Die eigentliche Darstellung des atmosphärisch-elektrischen Geschehens beginnt mit einem Überblick über das vorliegende Tatsachenmaterial. In dem folgenden Abschnitt über die Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen werden die Beobachtungsergebnisse über die Leitfähigkeit der Atmosphäre in Bodennähe, Änderungen mit der Zeit und mit der Höhe über dem Boden und ihre Erklärung sowie Beobachtungs- und Berechnungsergebnisse über die Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre bis 100 km und über ihre Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren behandelt. Sinngemäß folgt eine ausführliche Darstellung unserer Kenntnisse über den Ionengehalt der Atmosphäre, von dem ja die Leitfähigkeit abhängt, über seine Zusammensetzung, seine Entstehung und seine Änderungen sowie über die verschiedenen ionenbildenden und ionenvernichtenden Prozesse und deren Zusammenwirken, aus denen die Ionenbilanz der Atmosphäre sich ergibt.

Ein 85 Seiten umfassender Anhang behandelt die luftelektrische Meßtechnik und bringt eine Sammlung von nützlichen Hilfstabellen. Für ein genaueres Studium einzelner spezieller Probleme gibt das 841 Nummern umfassende Literaturverzeichnis eine Anleitung.

Nach dem Erscheinen des zweiten Teils wird dieses Werk unzweifelhaft die ausführlichste Darstellung des Gesamtgebietes der Luftelektrizität bilden, in der vor allem die Beobachtungsergebnisse in einer großen Ausführlichkeit wiedergegeben und diskutiert werden, aber auch die theoretischen Probleme behandelt sind. Das Erscheinen dieses Werkes muß daher sehr begrüßt werden.

F. Steinhauser, Wien.

Polar Atmosphere Symposium. Part II: Ionospheric Section. Symposium at Oslo 2–8 July 1956. Herausgegeben von K. Weekes. Mit zahlreichen Textabb., XIII, 212 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1957. 60s. net.

Die Vorgänge und Erscheinungen in den Polargebieten der Erde stehen neuerdings wieder besonders im Vordergrund des Interesses und dies nicht nur, weil die Polargebiete in wissenschaftlicher Hinsicht interessante Besonderheiten bieten, sondern auch weil die Polargebiete immer mehr unmittelbar in die Interessensphäre der Praxis und darunter insbesondere des Verkehrswesens und des Nachrichtenwesens rücken. Das allgemeine wissenschaftliche Interesse wendet sich heute mehr den Vorgängen in den höheren Luftschichten der Polargebiete zu und muß sich dabei nun nicht mehr nur auf theoretische Überlegungen beschränken sondern findet in den Ergebnissen der immer mehr in die Polargebiete vorrückenden Beobachtungsstationen auch konkrete Grundlagen für Untersuchungen. Dies gilt auch für die Verhältnisse in der Ionosphäre. Es war die Aufgabe des vom 2. bis 8. Juli 1956 in Oslo abgehaltenen Symposions, von dem das vorliegende Werk berichtet, einen Überblick über die Kenntnisse von den ionosphärischen Vorgängen in den Polargebieten zu geben und die einschlägigen Probleme zu diskutieren.

Die erste Gruppe von Vorträgen ist theoretischen Erwägungen und Mit-

teilungen über Beobachtungsergebnisse von Driftbewegungen in der Ionosphäre und ihren Deutungsmöglichkeiten gewidmet. Bei der Auslegung der Beobachtungsergebnisse der Ionosphärenbeobachtungen ist die Frage, ob es sich um wirkliche Luftbewegungen oder um Änderungen der Ionendichte handelt, und der Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Bewegung von Ionenwolken von Bedeutung. Die mitgeteilten Beobachtungsergebnisse betreffen die Änderung der Driftgeschwindigkeit mit der Höhe, Driftmessungen in den USA und Norwegen, Beobachtungen von großräumigen Bewegungen in der F-Schicht, Vergleiche von mit verschiedenen Methoden durchgeführten Beobachtungen der Bewegungen von ionosphärischen Unregelmäßigkeiten, vom Flugzeug aus in der Arktis durchgeführte Messungen, die Turbulenz in Ionosphärenhöhe und ihre Auswirkung auf die Beobachtungen verschiedener Erscheinungen und ein auf Grund von Ergebnissen von Raketenaufstiegen berechnetes neues Modell der Ionosphäre.

Im zweiten Teil werden Methoden und Probleme der Vorhersagetechnik für hohe Breiten besprochen und die zur Verbesserung der Vorhersagegrundlagen notwendigen Schritte diskutiert. Im Zusammenhang damit werden die Unzulänglichkeiten statistischer Daten für die Polarlichtzone, typische Formen polarer Störungen und ihre zeitlichen Veränderungen, die Verteilung des Auftretens von Blackouts und quantitative Messungen der normalen ionosphärischen Absorption und ihrer Störungen in der Polarlichtzone erörtert.

Im dritten Abschnitt werden theoretische Erwägungen über das Spektrum der Schwankungen der Elektronendichte in der Ionosphäre und über langdauernde Meteorechos unter dem Einfluß der atmosphärischen Turbulenz, sowie Beobachtungsergebnisse über schräge E_s-Registrierungen und über neuartige Scattering-Messungen über eine 1200 km lange Strecke mitgeteilt.

Die in dem Buch wiedergegebenen Vorträge bringen nicht nur eine Klärung verschiedener Probleme der Ionosphäre der Polarregion sondern auch Hinweise auf Auswirkungen der Entwicklungen in den Polarregionen auf andere Gebiete. Den den einzelnen Abschnitten beigegebenen Zusammenfassungen der an die Vorträge angeschlossenen Diskussionen sind weitere Ergänzungen zu entnehmen. F. Steinhauser, Wien.

Meteorologisches Wörterbuch (russisch). Von S. P. Chromow und L. I. Mamontowa. Mit zahlreichen Textabb., 454 S. Leningrad: Hydrometeorologischer Verlag. 1955.

Die Fortschritte der meteorologischen Wissenschaft und die zunehmende Verwertung ihrer Ergebnisse in der Praxis und in anderen Wissenschaften machen es notwendig, einen Behelf zur Hand zu haben, der eine rasche Orientierung über die verschiedenen fachlichen Begriffe, über Instrumente, über Beobachtungsverfahren und Berechnungsmethoden und auch über die wichtigsten grundlegenden Forschungsergebnisse ermöglicht. Diesem Bedürfnis kommt am besten ein ausführliches Lexikon entgegen, in dem man rasch alles Wünschenswerte finden kann. Ein solches sehr inhaltsreiches und überaus sorgfältig zusammengestelltes meteorologisches Wörterbuch liegt nun auch in russischer Sprache vor. Bei Durchsicht dieses Werkes fällt als besonderer Vorzug auf, daß neben den allgemeinen Begriffen und den meteorologischen Instrumenten auch Begriffe und grundlegende Formeln der theoretischen Meteorologie angeführt sind und daß zur Veranschaulichung des im Text Besprochenen auch sehr zahlreiche instruktive und darunter auch neuartige Abbildungen eingefügt sind. Das Buch ist auf gutem Papier gedruckt und sehr gut ausgestattet. F. Steinhauser, Wien

Observational Characteristics of the Jet-Stream. Von R. Bergren, W. J. Gibbs und C. W. Newton. (W M O Technical Note No. 19.) Mit 36 Abbildungen, VIII, 102 S. Genf: Secretariat of World Meteorological Organization. 1958. sfr. 9.—.

Wenngleich die Existenz von Windströmungen, die den Charakter einer „Strahlströmung" aufweisen, schon in einigen älteren Arbeiten nachgewiesen wurde, begann die eigentliche Erforschung des Jet-Stream-Phänomens erst vor knapp zehn Jahren durch die bekannte Chicagoer Meteorologenschule. Seitdem sind auf der ganzen Erde in zahlreichen Einzeluntersuchungen wertvolle Einsichten gewonnen worden, die es uns heute wohl ermöglichen, in einem zusammenfassenden Überblick den gegenwärtigen Stand der Jet-Stream-Forschung darzulegen. Diese dankenswerte aber gleichzeitig sehr mühevolle Arbeit wurde von den Bearbeitern des vorliegenden Berichtes im Auftrage der Kommission für Aerologie der WMO in vorbildlicher Weise durchgeführt. Wie im Titel bereits angedeutet, handelt es sich lediglich um Beobachtungstatsachen. Die verschiedenen Theorien des Jet-Stream werden hingegen nicht erwähnt. Ausgangspunkt für alle Betrachtungen bildet die von der Kommission für Aerologie gegebene Definition: „Ein Jet-Stream ist eine schmale Zone starker Windströmungen, konzentriert um eine quasihorizontale Achse in der oberen Troposphäre oder in der unteren Stratosphäre, charakterisiert durch starke vertikale und horizontale Windscherung und durch ein oder mehrere Windmaxima".

Es werden in insgesamt neun Kapiteln die wichtigsten Eigenschaften des Jet-Stream behandelt. Ausgehend vom allgemeinen Charakter des Wind- und Temperaturfeldes werden zunächst die mittlere Zirkulation und die Klimatologie des Jet-Stream untersucht. Wir erfahren hierbei wichtige Durchschnittsangaben über die Länge, die Breite der Strahlströmung und die Windscherung sowie die geographische (durchschnittliche) Lage der drei Haupttypen des Jet: des äquatorialen, des subtropischen und des polaren Typs. Die weiteren Kapitel behandeln die Synoptik des Jet-Stream und dessen Beziehung zu den Frontalzonen. Hierbei handelt es sich überwiegend um den Zusammenhang zwischen Polarfront und Polarjet, da nur für dieses Problem derzeit hinreichend viele Untersuchungen vorliegen. Wir finden hier eine eingehende Schilderung der aerologischen Windprofile im Bereich eines Jet-Stream. Wertvolle Hinweise für die Analyse der Windprofile, insbesondere durch Hervorheben des Zusammenhanges mit Betrachtungen der absoluten Vorticity, werden mitgeteilt. Dabei finden sich auch Angaben über die beobachteten Maximalwerte der Windgeschwindigkeit und Windscherung. Die synoptischen Betrachtungen werden schließlich durch Wolkenbeobachtungen ergänzt. Nicht vergessen wurde auch die Bedeutung der genauen Jet-Stream-Analyse für den Flugverkehr, sowohl im Hinblick auf die Navigation als auch wegen der Turbulenzerscheinungen im Bereich starker Windscherung. Am Ende der Abhandlung finden sich eindrucksvolle Abbildungen, die mit Geschick aus der zahlreichen Literatur ausgewählt wurden, um eine notwendige und wertvolle Ergänzung zum Text zu liefern. Das beigefügte Literaturverzeichnis dürfte nahezu vollständig sein; es enthält auch die ziemlich umfangreiche theoretische Literatur.

H. Reuter, Wien.

Upper Air Temperature over the World. Von N. Goldie, J. G. Moore und E. E. Austin. (Geophysical Memoirs No. 101.) Mit 22 Textabb., 78 Karten, 228 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1958. £1 10s. 0d net.

Es ist sehr erfreulich, daß nun in Fortsetzung der mit der Darstellung der

Verteilung der Höhenwinde begonnenen Bearbeitung einer Weltklimatographie der freien Atmosphäre auch die Temperaturverhältnisse in weltweiter Betrachtung behandelt worden sind. Das benutzte Beobachtungsmaterial stammt hauptsächlich aus den Jahren 1941 bis 1952. Die Kartendarstellungen beziehen sich auf die 700-, 500-, 300-, 200-, 150- und 100-mb-Niveaus und geben für Januar, April, Juli und Oktober die Verteilung der Mitteltemperaturen und der Streuung der Temperatur in diesen Niveaus zwischen 60° S und 75° N in Mercatorprojektion und für das Nordpolargebiet in Zirkumpolarkarten wieder. In den entsprechenden Karten sind auch die Schnittlinien der betreffenden Niveauflächen mit der Tropopause und die Gebiete, in denen die polare und die tropische Tropopause gleichzeitig an mehr als 10% der Tage vorkommen, besonders gekennzeichnet. Für die gleichen 4 Monate sind auch die mittlere Druckverteilung und die mittlere Temperaturverteilung in der Tropopause dargestellt, wobei in der Form der Isolinien die polare Tropopause gegenüber der tropischen Tropopause unterschieden ist. Eine weitere Karte zeigt die Verteilung der Temperaturminima in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre.

Unter Berücksichtigung der verschiedenen Fehlermöglichkeiten, die von Instrumentenfehlern, die zum Teil korrigiert werden konnten, von ungleichen Längen der Beobachtungsperioden und von der ungleichen Stationsdichte herrühren, wird die Zuverlässigkeit der Kartendarstellungen und ihr wahrscheinlicher Fehler für die verschiedenen Teilgebiete der Erde zahlenmäßig charakterisiert. Für eine Auswahl von Stationen werden die Häufigkeiten des Vorkommens polarer, tropischer und gleichzeitig beider Tropopausen und Jahresgänge des Drucks und der Temperatur der Tropopause angegeben. Für eine große Anzahl von repräsentativen Stationen aus den verschiedenen Klimagebieten graphisch dargestellte Jahresgänge der Temperatur auf den Hauptdruckflächen ermöglichen es, ein Bild von der Art der Übergänge von einer Kartendarstellung der Temperaturverteilung zur anderen zu gewinnen. Für die Höhenabhängigkeit der Temperatur werden sechs Typen unterschieden, die für charakteristische Stationen wiedergegeben sind. Einen weiteren Einblick in die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre in den vier Monaten gewinnt man aus Meridianschnitten vom Nordpol bis 50° S, für 80° W, 0°, 80° E und 140° E, aus der Diskussion der Streuung der Temperaturwerte und aus der Darstellung der zonalen Mittel- und Extremtemperaturen in den Hauptisobarenflächen für Januar und Juli.

Die vorliegende Veröffentlichung stellt nicht nur eine für Zwecke der Flugmeteorologie dringend notwendige und für Bedürfnisse der theoretischen Meteorologie und der Klimatologie sehr nützliche Bearbeitung des aerologischen Beobachtungsmaterials der ganzen Erde dar, sondern kann auch als wertvolle Vorarbeit für die von der Meteorologischen Weltorganisation geplante Bearbeitung eines Weltklimaatlas der freien Atmosphäre gewertet werden.

F. Steinhauser, Wien.

40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 850 mb-, 700 mb- und 300 mb-Flächen über der Nordhemisphäre für den Zeitraum 1900—1939. Von H. Hennig. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band IV, Heft 3.) Mit 39 Karten, 55 S. Berlin: Verlag von D. Reimer. 1958. DM 6.—.

Mit der vorliegenden Veröffentlichung erfahren die bereits früher (Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, S. 438, 1958) besprochenen, im Institut für Meteorolo-

gie und Geophysik der Freien Universität Berlin durchgeführten Bearbeitungen von Höhenkarten der Nordhemisphäre dadurch eine sehr wertvolle Ergänzung, daß nun auch die Topographien der 850 mb- und 300 mb-Flächen auf den 40jährigen Zeitraum 1900—1939 reduziert und auf die gesamte Nordhalbkugel ergänzt worden sind, und daß überdies für den gleichen Zeitraum auch Karten der 700 mb-Fläche entworfen wurden. Die 40jährigen Mittelkarten wurden wieder dadurch gewonnen, daß Mittelkarten des 5jährigen Zeitraumes 1949—1953 unter der Annahme einer gleichmäßigen Temperaturänderung in der ganzen Schicht auf den langen Zeitraum reduziert wurden. Die Karten der drei Niveaus werden im Maßstab 1:125 Mill. für jeden Monat und für das Jahr vorgelegt. Die Topographien der 850 mb-Karten sind in Abständen von zwei gpdkm, die der beiden anderen Niveaus in Abständen von vier zu vier gpdkm gezeichnet. Die Hauptmerkmale der einzelnen Karten und ihre Änderungen im Laufe des Jahres werden im begleitenden Text hervorgehoben. F. Steinhauser, Wien.

Mean Seasonal Conditions of the Atmosphere at Altitudes of 20 to 30 km and Cross Sections along Selected Meridians in the Northern Hemisphere. Von K. Wege, H. Leese, H. U. Groening und G. Hoffmann. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band VI, Heft 4.) Mit 146 Abb., 124 S. Berlin: Verlag von D. Reimer. 1958. DM 11.—.

Aerologische Aufstiege, die so häufig über Höhen von 20 km reichen, daß daraus gesicherte Mittelwerte berechnet und die durchschnittlichen Verhältnisse in diesen Höhen abgeleitet werden können, gibt es erst aus neuester Zeit. Es ist darum besonders verdienstlich, daß in der vorliegenden Arbeit bereits ein Versuch gemacht worden ist, diese hochreichenden Aufstiege, soweit es möglich war, in hemisphärischer Betrachtungsweise zu verarbeiten. Die Bearbeitung mußte sich auf einen zweijährigen Zeitraum von 1955 bis 1957 beschränken und aus Mangel an Beobachtungswerten den größten Teil des asiatischen Raumes außer acht lassen. Trotzdem muß dieser Arbeit als erstem Versuch einer übersichtlichen Bearbeitung der weltweiten Verhältnisse in den Luftschichten zwischen 20 und 30 km Höhe besondere Bedeutung zugebilligt werden.

Der Inhalt der wiedergegebenen Karten für die einzelnen Jahreszeiten bezieht sich auf die absolute Topographie der 30- und 20 mb-Flächen und auf die Verteilung der geostrophischen Windgeschwindigkeit und der Temperatur in diesen Niveauflächen, auf die relativen Topographien 30/50 mb und 20/30 mb und auf die Dichteverteilung in den Niveaus von 200, 100, 50, 30 und 20 mb. Für den Sommer sind auch Karten der absoluten Topographie der 15 mb-Fläche, der Verteilung der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der Dichte in dieser Niveau-Fläche und der relativen Topographie 15/20 mb hinzugefügt. Die Hauptmerkmale dieser Karten werden im einzelnen zum Teil auch mit Bezugnahme auf die Verhältnisse in den darunter liegenden Schichten diskutiert. Gesonderte Karten zeigen die mit zunehmender Höhe von 100 bis 200 mb fortschreitende Erweiterung eines zirkumpolaren Ringes warmer Luft im Herbst und Winter und einer entsprechenden mit der Höhe von 200 bis 20 mb fortschreitenden Verengung eines zirkumpolaren Hochdruckgürtels im Herbst. Auf die Bedeutung hochstratosphärischer Erwärmungseinbrüche für die Mittelbildung der Temperatur wird hingewiesen.

Einen sehr anschaulichen Einblick in den Aufbau der Atmosphäre der Nordhalbkugel bis 30 km Höhe geben Meridianschnitte in 90° W, 160° W, 140° E, 40° E und 10° E, die für die Monate April, Juli, Oktober und Januar die Lage der Hauptdruckflächen und der Tropopause sowie die Temperaturverteilung und die Taupunktverteilung (letztere nur bis 6 km Höhe) zeigen. Es ist sehr verdienstlich, daß diese Meridianschnitte für verschiedene Längengrade gemacht worden sind, weil damit nicht nur die Breitenabhängigkeit sondern auch die Längenabhängigkeit des Aufbaus der Atmosphäre in den verschiedenen Jahreszeiten zum Ausdruck kommt.

In einem gesonderten Beitrag erklärt H. Fortak einige Fälle des Eindringens hochstratosphärischer Wärmeeinbrüche in tiefere Schichten durch Turbulenz-Wärmeleitung. F. Steinhauser, Wien.

Physics and Chemistry of the Earth. Vol. II. Herausgegeben von L. H. Ahrens, F. Press, K. Rankama und S. K. Runcorn. Mit zahlreichen Textabb., VIII, 259 S. London-New York-Paris: Pergamon Press. 1957. 70s. net.

Der neue Band dieser Schriftenreihe bringt wieder eine Anzahl interessanter und kritischer Übersichtsberichte über Fortschritte auf einzelnen Teilgebieten der Wissenschaft von der Physik und Chemie der Erde und vermittelt damit dankenswerterweise in geschlossener Form neue Forschungsergebnisse, die sonst nur schwer aus sehr vielen Einzelveröffentlichungen zu erhalten sind.

Der erste Beitrag von W. S. von Arx behandelt ein verhältnismäßig neues Gebiet der physikalischen Ozeanographie und berichtet über instrumentelle Einrichtungen und Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen von Problemen dieses Wissensgebietes. Es handelt sich dabei vor allem um Modellversuche, die eine Synthese von Beobachtungsergebnissen aus dem Zusammenwirken von Kräften in vereinfachter Analogie zu den Vorgängen in der Natur in Laboratoriumsexperimenten zur Darstellung bringen. Es werden dabei nach der Kombination der Wirkung von Druckgradientkräften mit der Wirkung von anderen Kräften drei Größenkategorien unterschieden: kleinräumige Bewegungen in Flüssen, engen Estuarien und Seen unter der Wirkung der Reibung (lokale Zirkulationen), Bewegungen in Rand- und Mittelmeeren und in größeren Seen unter der Wirkung von Reibung und Corioliskraft (regionale Zirkulationen) und großräumige Strömungen in Ozeanen unter der Wirkung der Corioliskraft allein (planetare Zirkulation). Die Versuchsbedingungen werden beschrieben und in instruktiven Abbildungen veranschaulicht.

L. H. Ahrens prüft in seinem Beitrag die Qualität und Zuverlässigkeit der hauptsächlichen geochemischen Beobachtungsdaten, insbesondere die Analysen von vulkanischen Gesteinen und Meteoriten im Zusammenhang mit der Leistungsfähigkeit der gebräuchlichen Analysenmethoden und im Hinblick auf den Fortschritt in der Entwicklung neuerer Analysenmethoden.

In einem Beitrag über Grenzbedingungen für Theorien über den Ursprung des Sonnensystems diskutiert H. C. Urey die Möglichkeit des Entweichens von Gasen von den Planeten, die Dichteänderungen der Planeten und die Temperaturverhältnisse bei der Entstehung von Mond, Mars und Erde, chemische Probleme, die aus Beobachtungen und Analysen von Meteoriten abgeleiteten Folgerungen und aus Erscheinungen an den größeren Planeten und ihren Satelliten gewonnene Erkenntnisse. Abschließend vermittelt eine Tabelle eine Übersicht über die Entwicklungsstufen der Bildung des Sonnensystems mit Berücksichtigung der chemischen Zusammensetzung und der Temperaturverhältnisse.

In einer ausführlichen Übersicht über die Ergebnisse der chemischen Ozeanographie bringt F. A. Richards die neuesten Angaben über die Hauptbestandteile des Meerwassers, über ihre quantitativen Anteile, ihre Verteilung und über ihre Verhältniszahlen zueinander sowie über Bestimmungsgrößen der physikalisch-chemischen Verhältnisse des Meerwassers, ferner Angaben über die sehr zahlreichen, in nur kleinen Mengen vorkommenden, aber trotzdem biochemisch und geochemisch sehr bedeutungsvollen Bestandteile und Spurenstoffe im Meerwasser sowie über den Isotopengehalt der Meere, über den Gehalt an im Meerwasser gelösten atmosphärischen Gasen, darunter im besonderen über Sauerstoff und Kohlendioxyd und ihre Rolle in biochemischen Zyklen. Eingehend werden auch die biochemischen Umsetzungen im Meer im Zusammenhang mit den Bestandteilen des Meerwassers und seinen Änderungen die in den Ozeanen vorkommenden organischen Materialien in qualitativer und quantitativer Hinsicht und die im Meer vorhandenen Nährstoffe sowie die Methoden ihrer Bestimmungen behandelt.

In einer Übersicht über die neueren geophysikalischen Untersuchungen der Struktur des Meeresbodens berichtet M. N. Hill über die Ergebnisse der von 1945 bis 1955 über See durchgeführten Schweremessungen mit dem Pendelapparat von Vening Meinesz, über die mit seismischen Methoden gewonnenen Beobachtungsergebnisse und über Methode und Ergebnisse der Messungen des Wärmestroms durch den Meeresboden. Entgegen den Erwartungen wurde der Wärmestrom durch den Ozeanboden von gleicher Größe wie der Wärmestrom durch die Oberfläche der Kontinente gefunden. Es werden ferner die aus der Dispersion der Oberflächenwellen abgeleiteten Schlußfolgerungen über den Aufbau der Struktur des Ozeanbodens, die aus Schweremessungen und seismischen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse über den Aufbau bzw. die Entstehung vulkanischer Inseln und Korallenatolls und Ergebnisse gravimetrischer, seismischer und magnetischer Vermessungen der Struktur der Tiefseegraben besprochen.

D. M. Shaw bringt eine mit zahlreichen Tabellen belegte Übersicht über den Gehalt der verschiedenen Gesteine, Mineralien und der Meteore an Gallium, Indium und Thallium und über ihre Verteilung sowie Hinweise auf noch notwendige weitere Untersuchungen.

Im letzten Beitrag berichtet P. J. Melchior über Beobachtungsergebnisse der Breitenschwankungen oder besser gesagt der Verlagerung des Rotationspoles auf der Erdoberfläche, diskutiert dabei die Schwierigkeiten der theoretischen Behandlung dieses Problems, die aus dem Zusammenwirken von himmelsmechanischen Einwirkungen, von sehr komplizierten astronomischen Beobachtungsbedingungen, von den Dichte-, Elastizitäts- und Viskositätsverhältnissen im Erdinneren, von Massenverschiebungen in und auf der Erde und von großräumigen meteorologischen und ozeanographischen Erscheinungen herrühren, bespricht auch das Beobachtungsprogramm des internationalen Breitendienstes und vergleicht die Ergebnisse der Analyse der Beobachtungsdaten mit den theoretischen Ergebnissen.

F. Steinhauser, Wien.

Advances in Electronics and Electron Physics. Vol. IX. Herausgegeben von L. Marton. Mit zahlreichen Textabb., X, 347 S. New York: Academic Press Inc., Publishers. 1957. $ 9.00.

Mit dem vorliegenden Band dieser Schriftenreihe wurde von der bisherigen Gepflogenheit, in den einzelnen Bänden zusammenfassende Übersichten über die Fortschritte in den verschiedenen Teilgebieten der Elektronik

und der Elektronen-Physik zu bringen, abgegangen und das ganze Buch einer Wissenschaft, nämlich der Geophysik, gewidmet; es werden daraus in Einzelabschnitten die Gebiete bearbeitet, in denen Elektronik und Elektronen-Physik eine Rolle spielen. Den Anlaß dazu gab das Internationale Geophysikalische Jahr. Es wird das doppelte Ziel verfolgt, den Geophysikern die modernen elektronischen Methoden näherzubringen und die Elektronenphysiker mit den interessanten Anwendungsgebieten ihrer Disziplin in der Geophysik mehr bekannt zu machen. Dieses Unternehmen erscheint sehr zweckmäßig und es wäre schon aus ökonomischen Gründen zu wünschen, daß auch in Zukunft die in dem vorliegenden Band versuchsweise angewendete Form der Fortschrittsberichte, gruppiert um ein Hauptthema, wiederholt werden möge.

Im ersten Abschnitt beschreibt C. T. Elvey die Nordlichtformen, die zeitlichen Änderungen und die Häufigkeitsänderungen in verschiedenen geomagnetischen Breiten in Abhängigkeit von der Sonnenfleckenhäufigkeit und zeigt in sehr klarer und übersichtlicher Darstellung, was aus den Nordlichtuntersuchungen über die Vorgänge und Zustände in der hohen Atmosphäre erschlossen werden kann. Besonders hervorzuheben sind Beobachtungen über die fortschreitende Entwicklung einer Nordlichterscheinung, Aufnahmen mit einer Himmelskamera, die Ergebnisse der Radarbeobachtungen, der Spektroskopie der Nordlichter und der bei Raketenaufstiegen gemachten Beobachtungen.

Im zweiten Beitrag berichtet L. M. Branscomb über die seit dem Jahre 1950 erzielten Fortschritte auf dem Gebiete der Physik der negativen Ionen und beschränkt sich dabei auf freie negative Ionen. Viel Interessantes für das Verständnis der Vorgänge der freien Atmosphäre bringen die Ausführungen über die Stabilität, die Elektronenaffinität, die angeregten Zustände und die optischen Spektren atomarer negativer Ionen, über die Energiezustände und die optischen Spektren molekularer negativer Ionen sowie über die Probleme der Kollision negativer Ionen mit schweren Teilchen. Besonders wird darauf hingewiesen, daß die Rolle der negativen Ionen in der Ionosphäre noch immer nicht ganz geklärt ist, weil theoretische und experimentelle Schwierigkeiten bestehen, die darin liegen, daß die ionosphärischen negativen Ionen bisher weder durch Radioreflexionsmethoden noch spektroskopisch direkt beobachtet werden konnten. Neue Ergebnisse, aber auch neue Probleme brachten in dieser Beziehung massenspektroskopische Beobachtungen mit Raketen.

J. G. Davies diskutiert die Anwendung radiotechnischer Methoden zur Beobachtung von Meteoriten und ihre Auswertung zur Gewinnung von Erkenntnissen über die Meteoriten selbst und über die Zustände und den Aufbau der oberen Atmosphäre. Nach einer kurzen historischen Übersicht über die früheren visuellen und photographischen Beobachtungsmethoden werden die Grundlagen und die Technik der Anwendung der neuen Radarbeobachtungsmethoden zur Feststellung von Meteorechos, der Meteorgeschwindigkeiten und der Meteorbahnen erläutert und damit gewonnene Erkenntnisse der Meteorastronomie und Ergebnisse über die Bestimmung der Höhen, in denen durch Meteore Ionisation erzeugt wird, über Dichtebestimmungen sowie über Windrichtung und Windgeschwindigkeit und ihre Tages- und Jahresgänge mitgeteilt.

In einem weiteren Beitrag diskutiert D. C. Rose ausführlich die Intensitätsänderungen der kosmischen Strahlung in Abhängigkeit von geophysikalischen und solaren Erscheinungen auf Grund bisheriger Beobachtungs-

ergebnisse und bespricht auch kurz einige Theorien über den Ursprung der kosmischen Strahlung, die am meisten Anerkennung und Beachtung gefunden haben. Nach einer sehr klaren Übersicht über beim Eindringen in die Atmosphäre auftretende Erscheinungen der kosmischen Strahlung und über die Arten der Messungen am Boden und in der freien Atmosphäre werden die meteorologischen Einflüsse auf die Intensitätsänderungen der verschiedenen Komponenten der kosmischen Strahlung (Druck und Temperatur), die Intensitätsänderungen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und die aus Messungen der Strahlungsintensität gezogenen Schlußfolgerungen auf Anomalien des erdmagnetischen Feldes sowie die Festlegung eines besonderen, durch die Minimalwerte bestimmten geomagnetischen Äquators für kosmische Strahlung und entsprechender geomagnetischer Pole, der tägliche Gang der Intensität nach Sonnenzeit und die quasiperiodischen Änderungen in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität und von der Periode der Sonnenrotation und schließlich auch die plötzliche Intensitätszunahme einerseits und die in Begleitung von magnetischen Gewittern auftretende Intensitätsabnahme andererseits besprochen.

Überaus vielfältig sind die Probleme, die mit der Ausbreitung von Radiowellen verschiedener Wellenlänge von 1 cm bis 30 km zusammenhängen. Einen sehr aufschlußreichen Übersichtsbericht über den neuesten Stand der Erkenntnisse auf diesem Gebiet liefert R. L. Smith-Rose. Nach einer Übersicht über die neueren Bestimmungen der Lichtgeschwindigkeit werden im besonderen behandelt: Ausbreitung von Radiowellen niedriger Frequenz am Boden mit besonderer Berücksichtigung der Phasencharakteristiken der Wellen und ihrer Abhängigkeit von der Frequenz, der Entfernung des Senders und der Art des Bodens im allgemeinen und im besonderen im Grenzgebiet zwischen Land und Meer, die Ausbreitung von hochfrequenten Wellen (3 bis 30 MHz) durch wiederholte Reflexion an Ionosphäre und Erdoberfläche auf Grund neuerer Untersuchungen über die Absorption der Radiowellen in der Ionosphäre bei schrägem Einfall und neuerer Messungen der Einfallswinkel von Radiowellen und schließlich das in den letzten Jahren entdeckte Verfahren der Ausbreitung von Hochfrequenzwellen durch Streuung (Scattering Effect) von Ionenwolken der E-Schicht (short scatter), von der turbulenten F-Schicht (F-Region scatter) oder durch Rückstreuung von aus der F-Schicht reflektierten Wellen an Ionenwolken der E-Schicht oder am Boden (long scatter).

J. B. Hersey berichtet ausführlich über die Anwendung elektronischer Hilfsmittel und Methoden in der Ozeanographie. Es handelt sich dabei um Positionsbestimmungen und Navigationshilfen mit Radarmethode, Tiefenmessungen, Messungen der Oberflächentemperatur und der Tiefentemperatur, chemische Analysen des Meerwassers, Messungen der Absorption, der Streuung und der Durchlässigkeit von Licht im Meer, um neue Methoden der Messung der Meeresströmungen und der Wellenmessungen, um neue akustische Methoden der Unterwasseruntersuchungen zur Feststellung natürlicher Schallvorkommen im Meer und zu Tiefenmessungen im tiefen und im seichten Wasser und um seismische Methoden zur Untersuchung der Struktur des Meeresbodens.

Im letzten Abschnitt bringt B. S. Melton eine Auswahl von Anwendungen elektronischer Methoden in der Seismik und bei erdmagnetischen Registrierungen und beschreibt dabei im besonderen verschiedene neue Arten von Verstärkern, eine Einrichtung zur Messung von Verschiebungen, verschiedene neuartige Anwendungen bei seismischen Aufschlußverfahren und das Nuklear-Präzessions-Magnetometer.

Das Buch macht uns in übersichtlichen und zusammenfassenden Darstellungen mit vielen neuen Untersuchungsmethoden und Ergebnissen aus verschiedenen Teilgebieten der Geophysik, die zum Teil sonst nur selten behandelt werden oder nur schwer aus zahlreichen Originalarbeiten entnommen werden können, bekannt und verdient daher starke Beachtung und allgemeines Interesse. F. Steinhauser, Wien.

Nubila. Rivista trimestrale di fisica delle nubi. Jahrg. I, No. 1 (1958). Verona: Unione Nazionale Antigrandine. Abonn. L. 1.500.

Das Interesse für die Probleme der Physik der Wolken und der Niederschläge sowie für die Möglichkeit der Auslösung von Regen oder der Verhinderung von Hagelschlag ist noch stets im Wachsen begriffen. So ist es durchaus verständlich, daß neben den verschiedenen Zeitschriften, die sich schon bisher um die Verbreitung der Kenntnisse über dieses Forschungsgebiet bemüht haben, nun noch eine spezielle Fachschrift für die Physik der Wolken angekündigt wird. Für die Bewohner nördlicher Breiten gilt Italien leicht als das Gefilde ewigen Sonnenscheins, und doch leidet dieses Land häufig unter heftigen Regengüssen und Überschwemmungen, aber auch unter schweren Hagelschlägen. So haben sich denn einige italienische Fachkollegen, nämlich G. Fea, O. Romanelli, E. Rosini und O. Vittori, die sich schon bisher durch Untersuchungen auf dem Gebiet der Wolkenphysik ausgezeichnet haben, zusammengetan, um eine neue Zeitschrift internationaler Reputation für die Probleme der Wolkenphysik zu schaffen. Sie haben sich mit den Engländern F. H. Ludlam und P. M. Saunders zu einem Redaktionskomitee vereinigt und haben die italienische Landesvereinigung für Hagelbekämpfung gewinnen können, ihr Patronat und ihre finanziellen Mittel für die Durchführung dieses Projektes zur Verfügung zu stellen und dadurch Entscheidendes für die Grundlagenforschung auf diesem Gebiet beizutragen.

Diese neue Zeitschrift „Nubila" soll in vierteljährlichen Heften von etwa drei Bogen Umfang erscheinen; die Aufsätze sollen im Interesse einer möglichst weiten Verbreitung in englischer Sprache geschrieben sein und an der Spitze eine eingehende englische und italienische (eventuell auch andersprachige) Zusammenfassung bringen. Ein Urteil über das zu erwartende Durchschnittsniveau der Zeitschrift „Nubila" zu gewinnen, ist nach dem ersten Heft nicht ganz leicht; dem Redaktionskomitee ist es nämlich gelungen, als Spitzenreiter einen der besten Kenner der Wolkenphysik, den Engländer F. H. Ludlam, zu gewinnen, der das ganze erste Doppelheft mit einer vielseitigen und tiefschürfenden Darstellung des Hagelproblems füllt. W. Mörikofer, Davos.

Studia Geophysica et Geodaetica. Vol. 1. 404 S. Prag: Tschechoslowakische Akademie der Wissenschaften. 1957.

Mit dieser von der tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften in Prag herausgegebenen neuen Zeitschrift wird an die Tradition der früher in unregelmäßigen Folgen erschienenen Prager Geophysikalischen Studien angeknüpft und ein Organ geschaffen, das sich zur Aufgabe stellt, der Fachwelt im Ausland über die Fortschritte der meteorologischen, geophysikalischen und geodätischen Forschung in der tschechoslowakischen Republik zu berichten. Diesem Zweck entsprechend sind die Arbeiten in deutscher, englischer, französischer oder russischer Sprache geschrieben und haben fallweise Zusammenfassungen in einer dieser Sprachen. Die im 1. Jahr-

gang erschienenen Arbeiten betreffen seismische Untersuchungen, Messungen der Elastizität von Gesteinen, die visuelle Beobachtung der Satelliten, theoretische meteorologische Abhandlungen, Leewellenuntersuchungen, die lange Niederschlagsreihe von Prag, die Bestimmung der Radioaktivität von Gesteinen, gravimetrische Messungen, die Photometrie des Nachthimmelslichtes, Untersuchungen zur Wolkenphysik und anderes. Es muß dankbar begrüßt werden, daß diese wertvollen Forschungsergebnisse aus der Tschechoslowakei durch die neue Zeitschrift nun allgemein zugänglich gemacht werden.

F. Steinhauser, Wien.

The Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. Vol. 1. 374 S. London: Royal Astronomical Society. 1958. £ 3.

Diese neue vierteljährlich erscheinende Zeitschrift löst die bisher in zwanglosen Folgen veröffentlichten Geophysical Supplements to the Monthly Notices of the R. A. S. ab. Der ständig wachsende Umfang geophysikalischer Forschungen und der damit verbundene zunehmende Bedarf an Publikationsmöglichkeiten haben offenbar die Gründung dieser neuen Zeitschrift notwendig gemacht. Der nun vorliegende 1. Jahrgang gibt einen Überblick über das Arbeitsgebiet des Geophysical Journals. Es werden darin Probleme des Erdinneren und der Erdkruste, seismischer Probleme verschiedenster Art, seismische Beobachtungen von Atombombenexplosionen, Mikroseismen und geochemische, ozeanographische, erdmagnetische und gravimetrische Probleme behandelt. Sehr begrüßenswert sind kurze übersichtliche Berichte über Fortschritte auf einzelnen Teilgebieten der Geophysik und über wissenschaftliche Tagungen oder Symposien. Die Arbeiten sind in englischer Sprache geschrieben und mit englischen und russischen Zusammenfassungen versehen.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

H. Leese, H. U. Groening und G. Hoffmann, Mean Seasonal Conditions of the Atmosphere at Altitudes of 20 to 30 km and Cross Sections along Selected Meridians in the Northern Hemisphere (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band VI, Heft 4) (F. Steinhauser). — Physics and Chemistry of the Earth. Vol. II. Herausgegeben von L. H. Ahrens, F. Press, K. Rankama und S. K. Runcorn (F. Steinhauser). — Advances in Electronics and Electron Physics. Vol. IX. Herausgegeben von L. Marton (F. Steinhauser). — Nubila. Jahrgang I, No. 1 (W. Mörikofer). — Studia Geophysica et Geodaetica. Vol. 1 (F. Steinhauser). — The Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. Vol. 1 (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 06 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Soeben erschien die erste Lieferung der

Klimatographie von Österreich

Unter Mitarbeit von

Dr. **Inge Dirmhirn** · **Hermine Eder** · Dr. **W. Friedrich** · Dr. **W. Gressel**
Dr. **F. Hader** · Dr. **Maria Roller** · Dr. **F. Rosenkranz** · Dr. **F. Sauberer**
Dr. **H. Schupfer**

herausgegeben und bearbeitet von

Univ.-Prof. Dr. **Ferdinand Steinhauser**
Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Dr. **Othmar Eckel**
Vizedirektor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Univ.-Prof. Dr. **Friedrich Lauscher**
Leiter der Klimaabteilung der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Österreichische Akademie der Wissenschaften, Wien
Denkschriften der Gesamtakademie, Band 3

Mit zahlreichen Abbildungen und Tabellen im Text. Etwa 500 Seiten. 4°. 1958

Das Werk erscheint in vier etwa halbjährlich aufeinanderfolgenden Lieferungen zu etwa 130 Seiten Umfang zum Subskriptionspreis von S 180.—, DM 30.—, sfr. 30.70, $ 7.15 je Lieferung und wird Ende 1959 abgeschlossen sein. Der Subskriptionspreis für das Gesamtwerk, gültig bis zum Erscheinen der letzten Lieferung, beträgt demnach S 720.—, DM 120.—, sfr. 122.80, $ 28.60*. Nach Erscheinen der letzten Lieferung erhöht sich der Preis um 20%. Der Bezug der ersten Lieferung verpflichtet zur Abnahme des Gesamtwerkes. Einzelne Lieferungen werden nicht abgegeben.*
** Die angegebenen Auslandspreise sind Richtpreise.*

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von Dozent Dr. **W. Mörikofer**, Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos, und Prof. Dr. **F. Steinhauser**, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien.
Serie B: **Allgemeine und biologische Klimatologie.**

Zuletzt erschien:

Band 9, Heft 2. (Abgeschlossen im November 1958.) Mit 65 Abb. 200 Seiten. 1958. S 348.—, DM 58.—, sfr. 59.40, $ 13.80

Inhaltsverzeichnis: **Wallén, C. C.** Variability of Annual Precipitation in Sweden. — **Dirmhirn, Inge.** Untersuchungen an Sternpyranometern. — **Drummond, A. J.** Notes on the Measurement of Natural Illumination. II. Daylight and Skylight at Pretoria; the Luminous Efficiency of Daylight. — **Sauberer, F.** Meteorologische Lichtmessungen in Wien. Ein meßtechnicher Erfahrungsbericht. — **Thams, J. C.** und **H. Wierzejewski.** Messungen der Zirkumglobalstrahlung am Alpensüdfuß. — **Bider, M.** Über die Genauigkeit der Registrierungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes. — **Horn, L. H.,** The Relative Performance of Various Cup Anemometers in a Gusty Wind. — **Levert, C.** Theoretical Objections against Pearson's Rule of Thumb on Estimating the Significance of a Correlation-Coefficient. — **De Boer, H. J.** On the Cumulative Frequency Distributions of k-Day Period Amounts of Precipitation for any Station in the Netherlands, while $k \geqq 30$. — **Schulze, R.** Einige Meßergebnisse zum Energieumsatz am Erdboden. — **Schüepp, W.** Meteorologische Gesichtspunkte zur technischen Auswertung der Sonnenenergie. — **Lindholm, F.** Die Globalstrahlung in Stockholm. Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung